第三版修订本序言

本书第二版修订出版后，又经历了近10年。核物理教材委员会于1992年7月在上海复旦大学召开了本教材的教学经验交流和修订大纲审定会。到会的有复旦大学，清华大学，北京大学，南京大学，兰州大学，中国科技大学，四川大学，吉林大学，苏州医学院，衡阳工学院及核工业研究生部等19位任课教师和学者。与会者认为，近年来核物理实验方法和核技术应用方面都有许多新发展，新型探测元件不断出现，教材内容极需更新充实，同时经过多年的讲授和教学实践，以及随着各院校有关专业教学计划的变动，要求本教材的篇幅有较大删减，而内容则要更切合实用，并反映最新动态。考虑到有些章节的内容已另有专著出版，因而可不列入本书内容。这样原来上下两册可压缩为一册，有利于教学和使用。根据上述修订原则确定了各章的具体修改意见。所以这次作了较大的修改，增加了必要的新内容。

第三版修订本的编著者是：朱胜江（第一章、第十章），赵国庆（第二章），沈能学（第六章），陆福全（第四章），齐卉荃（第五章、第十四章），陈坚（第三章、第七章、第十五章），许志正（第八章、第十二章），吴名枋（第九章），吴治华（第十一章，附录），吴松茂（第十三章）。本次修订仍由吴治华任主编，齐卉荃任主审，陈进贵任责任编辑。

编者

1994年4月

修订版序言

本书(上、下册)出版发行以后,经各校使用,普遍反映良好。一九八三年六月,核工业部教育司约请了复旦大学、清华大学、北京大学、南京大学、吉林大学、四川大学、兰州大学、中国科技大学、国防科技大学、原子能科学研究院、北京核仪器厂等单位的代表讨论了本书的修订再版工作。我们根据教材要适于教学、取材要适当更新的精神,对各章内容进行了修改、调整和补充,删去一些不宜在本课程中讲授的内容,增补了近年来发展较快的某些实验方法,也充实了若干习题。

本书的修订工作仍由复旦大学、清华大学、北京大学三校共同承担。各章的修订者是:吴学超(第一、十、十八章),赵国庆(第二、十六章),沈能学(第三、六章),陆福全(第四、八章),齐卉荃(第五、十四章),赖初喜(第七章),吴名枋(第九章),吴治华(第十一、十二、十七章),吴松茂(第十三章),陈坚(第十五章)。这次修订由吴治华任主编,齐卉荃任主审,陈进贤任责任编辑。

编者

1985年3月

序　言

近十几年，核物理实验技术发展很快，六十年代初由北大、清华、复旦等校合编，署名于群的《原子核物理实验方法》一书的许多内容已经过时了。虽然国外有一些参考书，但不适用于教学。因此，三校根据多年来的教学实践，重新联合编写了本书，供各高等学校核物理等专业作试用教材，也供从事核物理研究、放射性测量、放射性核素应用（通称同位素应用）、剂量防护等方面的工作人员参考。

本书主要内容可概括为三个部分：

一、各种核辐射探测器。第三、四、五、六、十一章主要讲它们的原理、性能及应用。其中，对气体、闪烁、半导体探测器作了较详细的叙述。对中子探测器和其它高能探测器只作一般性的介绍。在第二章中，专门讨论了各种探测器的物理基础——射线与物质的相互作用。

二、各种射线的能量和强度的测量方法。这是核物理实验及放射性测量中最基本也是最常遇到的问题。第八、九、十、十一和十二等章节分别讨论了轻重带电粒子、γ射线和X射线、中子的能量和强度的测量问题。第七章专门讨论了各种精确测量中用得较多的符合方法。

三、现代核物理实验和核技术的发展与应用的情况。第十三、十四、十五、十六各章分别介绍了核反应截面测量、粒子甄别技术、核寿命测量，以及核技术在元素痕量分析中的应用等内容。

另外，在第一章及第十八章中，专门讨论了核物理测量中的统计性和数据处理问题。

高能物理和低能核物理早已分道扬镳，各树一帜。虽然，在实验仪器设备上还有些共用的器件和线路，但是，实验思想、原理、设计规模都已相差很大。本书主要叙述低能核物理的实验方法，对高能探测器只作简单介绍。至于近年来重离子物理实验方面的发展情况，尽可能在第七、九、十四、十五等章节中有所反映。

本书作为教材使用时，可主要讲述第一与第二部分，第三部分则根据各学校情况适当选择讲授，次序上也可作适当调整。例如，第一章、第十章中有关数据处理部分，与第十八章的内容是有联系的，可组合成两个单元连续讲授。

本书内容涉及到专业知识的面很广，而各章又由各个作者分别编写，为求各章节的内容叙述完整，某些内容难免有重复，符号、术语等也可能不尽相同。

本书是由复旦大学、清华大学、北京大学有关教师联合编写的。吴治华同志审订了全部稿件，陈坚同志和齐卉荃同志也做了大量工作。本书的作者是：复旦大学的赵国庆（第2，16章）、陆福全（第4章）、许志正（第8，12章）、吴治华（第11，17章）、吴松茂（第13章）；清华大学的吴学超（第1，10，18章）、齐卉荃（第5，14章）；北京大学的陈坚（第3，7，15章）、沈能学（第6章）、吴名枋（第9章）。由于作者学识水平所限和缺少经验，书中错误难免，希望读者指正。

在编写本书过程中，吉林大学、南京大学、四川大学、中国科技大学、北京师范大学、兰州大学、原子能研究所、近代物理研究所等单位的老师和科学工作者审阅过初稿，原子能研究所、高能物理研究所、计量科学研究院的王征华、李忠珍、朱善根等同志审阅了有关部分，他们都提出了不少宝贵意见，作者特此一并致谢。

作者　1980年3月28日

符 号 表

本书部分通用符号如下

符 号	名 称
α	显著度，歧离参数，复合系数，内转换系数
a	计数管阳极半径
A	活度，衰变率（贝可），质量数，原子量，面积，安培
ADC	模拟数字转换器
b	碰撞参量，计数管阴极半径
B_i	i 层电子结合能
cpm	每分钟计数
cps	每秒钟计数
C'	杂散电容，分布电容
C_d	结电容
C_f	反馈电容
C_i	输入电容
C_0	探测器固有电容
d	探测器灵敏区厚度，晶面间距
$d_{\frac{1}{2}}$	半减弱层厚度，半吸收厚度
D	扩散常数，扩散系数，吸收剂量，色散
$D_{(X)}$	方差，σ^2
$\in$	介电常数
ϵ	探测效率
ϵ_{in}	本征效率
ϵ_p	峰探测效率
ϵ_s	源探测效率
ϵ_{sp}	源峰探测效率
ϵ_{imp}	峰本征探测效率
ϵ_{pr}	相对峰探测效率
ϵ_c	符合探测效率
E	能量，电场强度
E_0	入射粒子能量，粒子初始能量
E_β	β 射线能量
$E_{\beta max}$	β 射线最大能量
E_e	光电子能量
E_g	禁带宽度

E_{ng}　等效噪声能量

ENC　等效噪声电荷

$E(x)$　数学期望,平均值

F　光通量,法诺因子

FWHM　半极大值处全宽度,半宽度(eV)

FWTM　1/10 极大值处全宽度(eV)

g　光电倍增管中打拿极间电子传递效率

g_c　光电倍增管第一打拿极电子收集效率

Γ　能级半宽度

$h\nu$　光子能量

η　能量分辨率(%)

i_a　光电倍增管阳极电流

i_k　光电倍增管光阴极光电子流

I　入射(或出射)粒子强度,平均激发能

I_0　最低电离电位

$I_c(t)$　电流脉冲波形

k　玻耳兹曼常数,自由度

L　有效亮度

λ　衰变常数,平均自由程

m　原子质量,核素质量,平均值

m_0　电子静止质量

M　放大倍数,倍增系数,增益

MCA　多道脉冲分析器

μ　线衰减系数,线性吸收系数

μ_m　质量衰减系数,质量吸收系数

$\mu^{\pm}$　离子迁移率

μ_n　电子迁移率

μ_p　空穴迁移率

n　粒子数,计数率

n_b　本底计数率

n_s　样品计数率

n_0　净计数率

n_c　总符合计数率

nr_c　偶然符合计数率

n_{cb}　符合道本底计数率

n_{co}　真符合计数率

$n^{\pm}$　正、负离子密度

N　中子数,靶物质原子数,总电离,计数,单位时间内源放出粒子数

N_A　阿伏加德罗常数

N_d　施主杂质浓度

N_a　受主杂质浓度

ν　相对标准偏差

ν^2　相对方差

p　概率、动量

P　气体压强

ρ　密度，电阻率

Q　电荷，反应能优质因子

R　核半径，射程

R_β　β粒子射程

R_L　负载电阻

R_i　输入电阻

R_∞　里德伯常数

S　比活度

S_a　光电倍增管阳极灵敏度

S_k　光电倍增管阴极灵敏度

σ　截面，空间电荷密度，均方根差，标准偏差，标准误差

σ_γ　γ总截面

σ_{ph}　光电效应截面

σ_C　康普顿散射效应截面

σ_p　电子对效应截面

σ_T　汤姆逊散射截面

TAC　时幅变换器

t　靶厚度

t_b　本底计数时间

t_s　样品计数时间

t_d　延迟时间

t_D　死时间

t_R　恢复时间

t_r　上升时间

t_{pm}　光电倍增管响应宽度，半宽度

t_m　质量厚度

T　温度，计数总时间，传射率

$T^{\pm}$　离子收集时间

$T_{\frac{1}{2}}$　半衰期

τ　分辨时间，脉冲宽度，光电倍增管渡越时间，表面张力

τ_0　发光衰减时间常数

τ_f　发光衰减时间常数快成分

τ_s　发光衰减时间常数慢成分

υ　粒子速度

V　电压、电势、电位，体积，脉冲幅度

V_s　外加电压，工作电压

V_c　收集极电位

V_k　阴极电位

V_a　起始工作电压

V_p　计数管坪开始电压，全能峰脉冲幅度

V_d　阈电压

V_{ns}　噪声幅度

ω　平均电离能

$W^{\pm}$　正、负离子漂移速度

X　照射量

Y　反应产额

Z　原子序数、质子数

Ω　立体角

θ　散射角

ϕ　反冲角

目　录

第一章 放射性测量中的统计学

放射性事件与核事件，例如核衰变、带电粒子在介质中损耗能量产生电子-离子对、γ 射线或中子与物质相互作用产生带电粒子等，在一定时间间隔内事件发生的数目和某一事件发生的时刻都是随机的，即具有统计涨落性。因此在实验测量中，一定时间内测到的核事件数目或某种核事件发生的时刻也总是随机的。了解放射性事件随机性方面的知识，一方面可以检验探测仪器的工作状态是否正常，分析测量值出现的不确定性是出于统计性的原因还是仪器本身有其它误差因素，另一方面可对所测得的计数值进行一些合理校正，给定正确的误差范围，这对以后分析掌握辐射探测器的性能、安排实验测量是很有必要的。本章着重讨论在放射性测量中常遇到的一些统计涨落问题。

第一节 核衰变数和计数的统计分布[1~4]

在放射性测量中，即使所有实验条件都是稳定的，如源的放射性活度、源的位置、源与探测器间的距离、探测器的工作电压等都保持不变，在相同时间内对同一对象进行多次测量，每次测到的计数并不完全相同而是围绕某个平均值上下涨落，这种现象称为放射性计数的统计涨落。这种涨落不是由观测者的主观因素(如观测不准确)造成的，也不是由测量条件变化引起的，而是微观粒子运动过程中的一种规律性现象，是放射性原子核衰变的随机性引起的。在放射性核衰变中，N_0 个原子核在某个时间间隔内衰变的数目 n 是不确定的，这就引起了放射性测量中计数的涨落，它服从统计分布规律。另一方面，原子核衰变发出的粒子能否被探测器所接收并引起计数，也有统计涨落问题，即探测效率的随机性问题。下面我们根据数理统计的理论分别讨论其规律性。

一、核衰变的统计分布

假定在 $t=0$ 时刻有 N_0 个不稳定的原子核，在某一时间 t 内将有一部分核发生衰变。先考虑一个原子核的情形。假如在某一短时间间隔 Δt 内放射性原子核衰变的概率 $p_{\Delta t}$ 与此原子核过去的历史和现在的环境无关，则 $p_{\Delta t}$ 正比于 Δt，因此

$$p_{\Delta t}=\lambda\Delta t$$

比例常数 λ 是该种放射性核素的特征值。因为衰变与不衰变是两种互相排斥的事件，两者概率之和为 1，所以该原子核经过 Δt 未发生衰变的概率是

$$q_{\Delta t}=1-p_{\Delta t}=1-\lambda\Delta t$$

若将时间 t 分为许多很短的时间间隔 Δt，则 $\Delta t=t/i$，那末该原子核经过 $2\Delta t$ 未发生衰变的概率为

$$(1-\lambda\Delta t)(1-\lambda\Delta t)=(1-\lambda\Delta t)^2$$

经过 t 时间后未发生衰变的概率为

$$(1-\lambda\Delta t)^i=(1-\lambda\frac{t}{i})^i$$

令 $i\to\infty$，则 $\Delta t\to 0$，我们有

$$\lim_{i\to\infty}\left[1+(-\lambda)\frac{t}{i}\right]^{i}=e^{-\lambda t}$$

所以一个放射性原子核经过 t 时间后未发生衰变的概率为 $e^{-\lambda t}$，那末对于 $t=0$ 时刻的 N_0 个原子核，在经过 t 时间后未发生衰变的原子核数目为

$$N=N_0e^{-\lambda t} \tag{1.1}$$

这就是我们熟知的放射性原子核衰变规律，其中，λ 为表示衰变概率大小的衰变常数。

上面的衰变规律只是从平均的观点来看大量的原子核衰变时所服从的规律，从数理统计学来看，放射性衰变这样的随机事件服从一定的统计分布规律。下面将讨论放射性核衰变所服从的三种最基本的分布规律，即二项式分布，泊松分布，高斯分布。

1. 二项式分布

二项式分布是最基本的统计分布规律，它广泛地适用于许多随机过程，只要在某个随机过程中具有恒定的事件发生概率。

放射性原子核的衰变可以看成数理统计中的伯努利试验问题：在 $t=0$ 时的 N_0 个原子核中，任何一个核在 t 时间内衰变的概率为 $p=1-e^{-\lambda t}$，不衰变的概率为 $q=1-p=e^{-\lambda t}$，显然，$p+q=1$。这样的情形服从二项式分布，在 t 时间内发生核衰变数为 n 的概率为：

$$P(n)=\frac{N_0!}{(N_0-n)!\ n!}p^n(1-p)^{N_0-n} \tag{1.2}$$

即

$$P(n)=\frac{N_0!}{(N_0-n)!\ n!}(1-e^{-\lambda t})^n(e^{-\lambda t})^{N_0-n} \tag{1.3}$$

对任何一种分布，有两个最重要的数字特征，一个是数学期望值 $E(n)$（简称期望值，在物理中有时也称平均值，用 m 表示），它表示随机变数 n 取值的平均位置；另一个是方差 $D(n)$，又常用 σ^2 表示，它表示随机变数 n 取值相对于期望值 $E(n)$ 的离散程度。方差的开方根值称均方根差，用 σ 表示。对以上的二项式分布，相应的期望值与方差分别为

$$m=N_0p=N_0(1-e^{-\lambda t}) \tag{1.4}$$

$$\begin{aligned}\sigma^2&=N_0p(1-p)=N_0(1-e^{-\lambda t})e^{-\lambda t}\\&=me^{-\lambda t}\end{aligned} \tag{1.5}$$

假如 $\lambda t\ll 1$，即时间 t 远小于半衰期，可不考虑源活度的变化时，上式可简化为

$$\sigma^2=m，或\ \sigma=\sqrt{m} \tag{1.6}$$

在 m 数值较大时，由于 n 值出现在平均值 m 附近的概率较大，即涨落 $|m-n|\ll m$，所以上式还可以简化为

$$\sigma=\sqrt{(m-n)+n}\approx\sqrt{n} \tag{1.7}$$

即 σ 可用任意一次观测到的衰变核数代替其平均值来进行计算。

二项式分布有两个独立的参数 N_0 和 p，用起来很不方便，而且计算较复杂。对于放射性核衰变来说，N_0 总是一个很大的数目，在这种情况下，二项式分布可以简化为泊松分布或高斯分布。

2. 泊松分布

在二项式分布中，当 N_0 很大，且 $\lambda t\ll 1$ 时，则有：$p=1-e^{-\lambda t}\ll 1$，这样，$m=N_0p\ll N_0$。这就

意味着 n 与 m 和 N_0 相比足够小。则在平均值 m 附近的 n 值，可得到

$$\frac{N_0!}{(N_0-n)!}=N_0(N_0-1)(N_0-2)\cdots(N_0-n+1)\approx N_0^n \tag{1.8a}$$

$$(1-p)^{N_0-n}\approx(e^{-p})^{N_0-n}\approx e^{-N_0p} \tag{1.8b}$$

将上式代入(1.2)式，并注意到 $m=N_0p$，就得到

$$P(n)\approx\frac{N_0^n}{n!}p^n e^{-N_0p}=\frac{m^n}{n!}e^{-m} \tag{1.9}$$

于是二项式分布即过渡到泊松分布。对于 N_0 不小于100，而 p 不大于 0.01 时，泊松分布能很好地近似于二项式分布。在泊松分布中，n 取值范围为所有正整数(0，1，2，3，……)，并在 $n=m$ 附近时，$p(n)$ 有较大值。泊松分布中只存在一个参数，即平均值 m，$m=N_0P$。当 m 较小时，分布是不对称的；若 m 较大时，分布逐渐趋于对称，如图 1.1 所示。泊松分布的均方根差 σ 为

$$\sigma=\left[\sum_{n=0}^{\infty}(n-m)^2P(n)\right]^{1/2}=\sqrt{m} \tag{1.10}$$

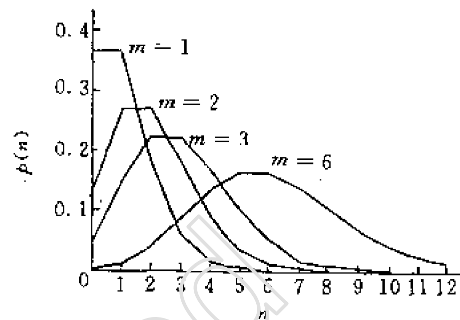


图 1.1 泊松分布的图形 m——数学期望值

3. 高斯分布

高斯分布又称正态分布，当 $m\gg1$ 时，二项式分布可以简化为高斯分布[5]

$$P(n)=\frac{1}{\sqrt{2\pi m}}e^{-\frac{(n-m)^2}{2m}}=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{(n-m)^2}{2\sigma^2}} \tag{1.11}$$

式中，$\sigma=\sqrt{m}$，其期望值与方差为

$$\begin{aligned}E(n)&=m\\D(n)&=\sigma^2=m\end{aligned} \tag{1.12}$$

高斯分布是对称的，一般当 $m\geq20$ 时，泊松分布就可以用高斯分布来代替了。图 1.2 中列出了当 $m=20$ 时这两种分布的图形，可见它们已经很相近了。

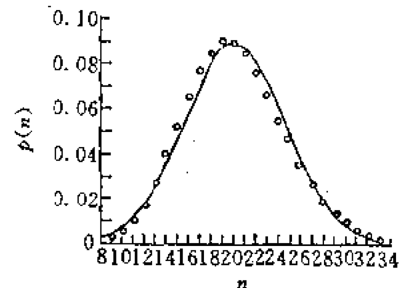


图 1.2 在 $m=20$ 时泊松分布(圆点)和高斯分布(曲线)的比较

此外，在二项式分布与泊松分布中，n 是离散性随机变数，只限于取整数值。但对高斯分布来说，n 可以是离散变数，不限于只取整数值，也可以是连续型随机变数。所以(1.11)式的 $P(n)$ 可理解为在 n 处的概率密度函数。此时，$P(n)$ 可以写成

$$P(n)=\int_{n-1/2}^{n+1/2}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{(n-m)^2}{2\sigma^2}}dn \tag{1.13}$$

在用正态分布计算时，必须正确写出积分限。例如原子核衰变数落在某一数值区间 $[n_1,n_2]$ 内的概率为

$$P(n_1\leqslant n\leqslant n_2)=\int_{n_1-1/2}^{n_2+1/2}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{(n-m)^2}{2\sigma^2}}dn \tag{1.14a}$$

当 n 很大时，为计算方便，可用下式代替

$$P(n_1 \leqslant n \leqslant n_2) = \int_{n_1}^{n_2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(n-m)^2}{2\sigma^2}} dn \tag{1.14b}$$

实际使用时，这一积分一般不直接计算，通常利用现成的高斯分布积分数值表（见书末附录）。表格中给出了对应于 z 的函数值 $\Phi(z)$

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-z^2/2} dz \tag{1.15}$$

为了计算(1.14)式，需要作如下的变量置换（称为标准化），令

$$z = \frac{n-m}{\sigma}, dz = \frac{dn}{\sigma}$$

于是得

$$\begin{aligned} P(n_1 \leqslant n \leqslant n_2) &= P(z_1 \leqslant z \leqslant z_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{z_1}^{z_2} e^{-z^2/2} dz \\ &= \Phi(z_2) - \Phi(z_1) \end{aligned} \tag{1.16}$$

注意到函数 $\Phi(z)$ 的奇对称性，当计算 $\Phi(-z)$ 时，可利用如下的关系式

$$\Phi(-z) = -\Phi(z) \tag{1.17}$$

下面举两个例子：

例 1 若在时间 t 内，放射源放出粒子的平均值为 $m=100$。试求：①在相同时间内放出 108 个粒子的概率；②出现绝对偏差 $|m-n|>6$ 的概率。

解：①因 $m=100$，则 $\sigma=\sqrt{m}=\sqrt{100}=10$，代入(1.11)式

$$P(n=108) = \frac{1}{\sqrt{2\times 3.14}\times 10} e^{-(108-100)^2/2\times 10^2} \approx 0.03$$

②进行变量置换，即 $z=\frac{n-m}{\sigma}=\frac{106-100}{10}=0.60$，查表 $\Phi(0.60)=0.2258$，所以放出粒子数的偏差 $|m-n|>6$ 的概率为：

$$\begin{aligned} &1-P(94\leqslant n\leqslant 106) = 1-P(-0.60\leqslant z\leqslant 0.60) \\ &= 1-2\Phi(0.60) = 1-2\times 0.2258 \approx 0.55 \end{aligned}$$

例 2 设衰变核素平均值为 m，求其观测值落在 $m\pm\sqrt{m}$，$m\pm 2\sqrt{m}$，$m\pm 3\sqrt{m}$ 范围内的概率。

解：所求概率 $P(m-K\sqrt{m}\leqslant n\leqslant m+K\sqrt{m})=P(-K\leqslant z\leqslant K)=\Phi(K)-\Phi(-K)=2\Phi(K)$。对本题来说，$K$ 分别相当于 1，2，3。查表可知，相应的概率分别为 0.683，0.955，0.997。

从以上讨论可以看出，原子核衰变的随机变数服从最基本的二项式分布。但是对于一般的核衰变来说，有较大的 N_0 及较小的衰变概率 p，此时二项式分布可简化为泊松分布。当核衰变数的平均值 $m=N_0P$ 较大时，泊松分布又可以进一步简化为正态分布。

二、计数的统计分布

原子核发生衰变后，我们要用探测器对衰变产生的粒子进行探测，只有被探测器接收并能引起计数的事件才为人们所感知。但是，一方面，并不是所有的核衰变事件都能进入探测器中；另一方面，每个进入到探测器中的粒子可能被记录下来，也可能不被记录下来，即粒子的探测也是一个随机过程。我们用类似上面对原子核衰变的统计分布的讨论，进一步说明放射性测量

计数的统计分布。

为讨论方便，假定在某时间间隔内放射源衰变发出的 N 个粒子全部入射到探测器上，探测器对入射粒子的探测效率为 ε，即每个入射粒子引起探测器计数的概率为 ε，未引起计数的概率为 $(1-\varepsilon)$，这相当于一个伯努利试验。这 N 个入射粒子引起的计数为 n，n 也是一个随机变数，它服从的分布为

$$P(n)=\frac{N!}{(N-n)!\ n!}\varepsilon^{n}(1-\varepsilon)^{N-n} \tag{1.18}$$

以上 n 所服从的分布形式上与二项式分布相同，但进入探测器的粒子数 N 不是一个常数，而是一个随机变数。假定 N 服从泊松分布

$$P(N)=\frac{M^{N}}{N!}e^{-M} \tag{1.19}$$

其中，M 是入射粒子数 N 的期望值。

进一步考察(1.18)式，被探测粒子数 n 服从二项式分布的条件是 N 为一确定值，换句话说，在有 N 个粒子入射的条件下，被探测的粒子数的条件概率服从二项式分布，将(1.18)式改写为

$$P(n/N)=\frac{N!}{(N-n)!}\varepsilon^{n}(1-\varepsilon)^{N-n} \tag{1.20}$$

等式左边表示在 N 确定下 n 出现的概率。

现在入射粒子数 N 也是一个随机变数，根据全概率公式，可以推得 n 的概率密度分布

$$\begin{aligned}P(n)&=\sum_{N=n}^{\infty}P(n/N)P(N)=\sum_{N=n}^{\infty}\frac{N!}{(N-n)!\ n!}\varepsilon^{n}(1-\varepsilon)^{N-n}\frac{M^{N}}{N!}e^{-M}\\&=\frac{(M\varepsilon)^{n}}{n!}e^{-M}\sum_{N=n}^{\infty}\frac{(1-\varepsilon)^{N-n}M^{N-n}}{(N-n)!}\end{aligned}$$

令 $i=N-n$，则

$$\begin{aligned}P(n)&=\frac{(M\varepsilon)^{n}}{n!}e^{-M}\sum_{i=0}^{\infty}\frac{(1-\varepsilon)^{i}M^{i}}{i!}\\&=\frac{(M\varepsilon)^{n}}{n!}e^{-M}e^{(1-\varepsilon)M}\\&=\frac{(M\varepsilon)^{n}}{n!}e^{-M\varepsilon}\end{aligned} \tag{1.21}$$

从上式可以看到，当入射到探测器的粒子数 N 服从平均值为 M 的泊松分布时，引起的探测器的计数 n 服从平均值为 $M\varepsilon$ 的泊松分布，其方差 σ^{2} 也为 $M\varepsilon$。

同样，当 n 比较大时，即 $M\varepsilon\gg1$，上面的泊松分布可以化为高斯分布：

$$P(n)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{(n-m)^{2}}{2\sigma^{2}}} \tag{1.22}$$

式中，$m=M\varepsilon$，此时计数 n 的期望值与方差均为 $M\varepsilon$。

三、合成分布

在许多情况下，需要处理几个随机变数的合成问题。例如，当样品中有两种放射性核素时，则探测器记录到的数目为这两种核素分别引起的计数之和。在数理统计中证明了，具有泊松分布或高斯分布的几个独立的随机变数之和仍然服从泊松分布或高斯分布。根据这一定理，各组

成的计数是服从泊松分布时，总计数也必定服从泊松分布。

在许多问题中，不一定需要也不一定能够求出随机变数的概率密度或分布函数。有时，只需要知道表征分布的两个重要的数字特征即数学期望和方差就够了。为以后使用方便，现将它们的几个重要的计算公式列在下面。用 ξ_1、ξ_2…等符号表示随机变数，用 $E(\xi_1)$、$E(\xi_2)$…表示数学期望，用 $D(\xi_1)$、$D(\xi_2)$…表示方差。

（1）常数倍的随机变数的数学期望和方差为

$$E(C\xi)=CE(\xi) \tag{1.23}$$

$$D(C\xi)=C^2D(\xi) \tag{1.24}$$

式中，C 为常数。

（2）相互独立的随机变数的和（或积）的数学期望是各随机变数的数学期望的和（或积），即

$$E(\xi_1+\xi_2+\cdots)=E(\xi_1)+E(\xi_2)+\cdots \tag{1.25}$$

$$E(\xi_1\cdot\xi_2\cdots)=E(\xi_1)\cdot E(\xi_2)\cdots \tag{1.26}$$

（3）相互独立的随机变数的和的方差是各随机变数方差的和，即

$$D(\xi_1+\xi_2+\cdots)=D(\xi_1)+D(\xi_2)+\cdots \tag{1.27}$$

计算方差时还有个方便的公式是

$$D(\xi)=E(\xi^2)-E^2(\xi) \tag{1.28}$$

从（1.25）式和（1.27）式可以知道，来自几个组成计数之和（总计数）的数学期望 M 和方差 σ^2 分别为

$$M=M_1+M_2+\cdots \tag{1.29}$$

$$\sigma^2=M \tag{1.30}$$

式中 M_1、M_2…为各个组成计数的数学期望。

第二节　放射性测量的统计误差

一、统计误差的产生和表示方法

由于放射性核衰变具有统计分布，测量过程中射线与物质相互作用的过程也具有随机性，因此在某个时间内对样品进行测量得到的计数值可以看成是一个随机变数。它的各次测量值总是围绕着其平均值上下涨落。从理论上讲，我们希望得到的是计数值的数学期望值 $m=M\xi$，它是无限多次测量计数值的平均值，称为真平均值。但实际上，我们在实验中不可能对某一计数作无限次测量，只能进行有限次甚至一次测量。一次测量或有限次测量值的平均值都不是真平均值，它们只能在某种程度上作为真平均值的近似值。这样就给结果带来了误差。这种误差是由于放射性核衰变和射线与物质相互作用的统计性引起的，称为统计误差。从数理统计抽样的观点来看，就是要用有限个样本的数值来估计总体的数学期望，这只能得到一个估值，一定会有误差产生。

在一般的非放射性物理量的测量中，还有一种偶然误差。偶然误差是由于测量时受到各种因素的影响所造成的，但被测物理量本身在客观上还是一个确定不变的数值。而统计误差是由于被测物理量本身有涨落造成的，它与测量过程无关。但在另一方面，这两种测量值服从的分布是相同的，一般认为它们都是服从正态分布，因而在表示与计算方法上是很相似的。不同之

处在于放射性计数值的统计误差与计数值本身有联系，表现在其方差与计数的期望值相等，即 $\sigma^2=M$，因而它的确定更为简便。而偶然误差则不具有这样的性质。

放射性测量的计数值服从正态分布，统计误差是用相当于一定置信度的置信区间来表示。最常用的是标准误差 σ_N，其平方值即为正态分布的方差 σ_N^2

$$\sigma_N^2=M$$

M 为计数的期望值。但是 M 值我们是不知道的，通常的测量是有限次的，例如对样品进行了 k 次测量，得到 k 个 N_i 值，$i=1,2\cdots k$，甚至只进行一次测量得到计数值 N，我们就用 k 次测量的平均值甚至一次测量值 N 代替 M

$$\sigma_N=\sqrt{M}\approx\sqrt{\overline{N}}\approx\sqrt{N} \tag{1.31}$$

$\overline{N}$ 为 k 个数值的平均值

$$\overline{N}=\frac{1}{k}\sum_{i=1}^{k}N_i \tag{1.32}$$

这样，对放射性计数的标准误差就有一个很简单的计算方法，只需用一次计数 N 或有限次计数的平均值 $\overline{N}$ 开方即可得到。但这里表示的方差仅仅是由统计涨落引起的。

由于样本方差是总体方差的无偏估计，也可以用样本方差来估计有限次测量的方差（称标准偏差 σ_S）

$$\sigma_S=\frac{1}{k-1}\sum_{i=1}^{k}(N_i-\overline{N})^2 \tag{1.33}$$

σ_S 反映了各种因素造成的数据离散，除了统计涨落外还包括了其它偶然误差。用(1.31)式与(1.33)式计算的结果进行比较可以对测量结果的可靠性进行检验，检验方法见本章第三节。一般情况下，若测量数据正常的话，用(1.31)式算出标准误差。

知道标准误差后，对一次测量，我们就可以将测量结果表示为

$$N\pm\sigma_N=N\pm\sqrt{N} \tag{1.34}$$

这种表示的含义是什么呢？对任何一个计数 N，写出 $N\pm\sigma_N$ 就表示了一个区间。N 不同，这个区间的位置也不同，所以这个区间是随机的。我们知道，任何一个计数值 N 落在 $M\pm\sigma_N$ 这个区间内的概率是 68.3%。因此对任何一个 $N\pm\sigma_N$ 区间来说，真平均值 M 可能在其中，也可能不在其中，这就要看 N 与 M 的偏差是否超过了 σ_N。但是设想对每一个 N 都写出这样的区间的话，则可以说，每 100 个这样的区间中平均有 68 个是包含了真平均值的。因此，$N\pm\sigma_N$ 所表示的区间中包含真平均值的概率是 68.3%。标准误差也正是说明具有这一概率意义的空间宽度。

有时也采用不同宽度如 $2\sigma_N$，$3\sigma_N$ 来表示概率区间，它表示真平均值出现在 $N\pm2\sigma_N$，$N\pm3\sigma_N$ 区间的概率分别为 95.5%和 99.7%。

从(1.34)式可以看出，标准误差 σ_N 随计数值 N 增大而增大。但不要误认为 N 越大，测量反而越不精确。事实上，N 越大，测量精度越高。用绝对误差表示不能直接看出测量结果的精确度，用相对误差就可明显看出。按定义，相对标准误差 ν_N 是

$$\nu_N=\frac{\sigma_N}{N}\approx\frac{\sqrt{N}}{N}=\frac{1}{\sqrt{N}} \tag{1.35}$$

所以 N 越大，相对误差越小，测量精度越高。例如，当 N 达到 100 时，ν_N 为 10%，当 N 达到

10000 时，ν_N 为 1%。这就是通常为什么要求总计数大的原因。

二、计数统计误差的计算

以上讨论了测量中统计误差的概念与表示方法，给出了单次测量的结果表示。在实际测量中，要涉及到很多其它因素，如进行多次测量，考虑测量时间的长短，本底的影响等，这就要求我们能正确计算出统计误差，给出正确的结果表示。

1. 函数的统计误差的计算

在很多问题中要算出以计数值作为自变量的函数的统计误差，甚至是多个独立的计数值作为自变量的多元函数的统计误差。若 $f(x_1, x_2, \cdots x_n)$ 是相互独立的变量 $x_1, x_2 \cdots x_n$ 的多元函数，则函数 $f(x_1, x_2, \cdots x_n)$ 的统计误差可由下式求出

$$\sigma_f = \left[\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \cdots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_n^2\right]^{1/2} \tag{1.36}$$

这里，σ_{x_1}、σ_{x_2}、$\cdots\sigma_{x_n}$ 是 x_1、x_2、$\cdots x_n$ 的标准误差。

对于只有加减或只有乘除的几种常用函数，由(1.36)式计算结果如表 1.1 所示。对于其它直接测量值的函数误差，均可按(1.36)式导出具体运算公式。注意的是 $x_1, x_2, \cdots x_n$ 必须是相互独立的随机变量。

表 1.1　几个误差运算公式

函数 f	标准误差	相对标准误差
$x_1 \pm x_2$	$\left[(\sigma_{x_1})^2 + (\sigma_{x_2})^2\right]^{1/2}$	$\left[(\sigma_{x_1})^2 + (\sigma_{x_2})^2\right]^{1/2} / (x_1 \pm x_2)$
$x_1 \cdot x_2$	$x_1 \cdot x_2 \left[\left(\frac{\sigma_{x_1}}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{x_2}}{x_2}\right)^2\right]^{1/2}$	$\left[\left(\frac{\sigma_{x_1}}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{x_2}}{x_2}\right)^2\right]^{1/2}$
x_1 / x_2	$\frac{x_1}{x_2}\left[\left(\frac{\sigma_{x_1}}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{x_2}}{x_2}\right)^2\right]^{1/2}$	$\left[\left(\frac{\sigma_{x_1}}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{x_2}}{x_2}\right)^2\right]^{1/2}$

2. 多次测量结果的误差

假设对某种样品重复测量了 k 次，每次测量时间 t 相同，称为等精度测量，得到 k 个计数 $N_1, N_2, \cdots N_k$。则在时间 t 内的平均计数值为

$$\overline{N} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^{k} N_i \tag{1.37}$$

根据误差传递公式(1.36)，$\overline{N}$ 的方差为

$$\sigma_{\overline{N}}^2 = \frac{1}{k^2} \sum_{i=1}^{k} \sigma_{N_i}^2 = \frac{1}{k^2} \sum_{i=1}^{k} N_i = \frac{1}{k} \overline{N} \tag{1.38}$$

$$\sigma_{\overline{N}} = \sqrt{\overline{N}/k}$$

以上推导中用到 $\sigma_{N_i}^2 = N_i$。测量结果可表示为

$$\overline{N} \pm \sigma_{\overline{N}} = \overline{N} \pm \sqrt{\overline{N}/k} \tag{1.39}$$

$\overline{N}$ 的相对误差为

$$\nu_{\bar{N}}=\frac{\sigma_{\bar{N}}}{\bar{N}}=\frac{\sqrt{\bar{N}}}{\bar{N}\sqrt{k}}=\frac{1}{\sqrt{k\bar{N}}}=\frac{1}{\sqrt{\sum\limits_{i}N_i}} \tag{1.40}$$

比较单次测量的误差(1.31)式与多次测量的误差(1.38)式，测量次数越多，其误差越小。从(1.40)式还可以看到，在放射性测量中，不管是一次测量还是多次测量，只要总计数相同，则结果的统计误差是相同的。

3. 计数率的误差

设在 t 时间内记录了 N 个计数，则计数率为 $n=N/t$，根据误差传播公式，计数率 n 的标准误差为

$$\sigma_n=\sqrt{\frac{\sigma_N^2}{t^2}}=\sqrt{\frac{N}{t^2}}=\sqrt{\frac{n}{t}} \tag{1.41}$$

上式表明，测量时间越长，计数率的误差越小。计数率的相对误差为

$$\nu_n=\frac{\sigma_n}{n}=\frac{\sqrt{n/t}}{n}=\frac{1}{\sqrt{nt}}=\frac{1}{\sqrt{N}} \tag{1.42}$$

从(1.42)式可以看出，计数率的相对误差与总计数有关，且计数率的相对误差与总计数的相对误差相等。

再考虑多次测量的情形。若对放射性核素进行 k 次测量，各次测量的时间为 t_i，计数为 N_i $(i=1,2,\cdots k)$，此为不等精度的测量。要求出平均计数率 $\bar{n}$ 及其误差 $\sigma_{\bar{n}}$，可以先求出各次测量中的计数率及方差

$$n_i=\frac{N_i}{t_i}\quad \sigma_{n_i}^2=\frac{n_i}{t_i}\quad i=1,2,\cdots k \tag{1.43}$$

由于各次测量 t_i 不一定相同，因而各个 $\sigma_{n_i}^2$ 也不一定相同，求平均计数率及其误差时要加权平均，给各次测量结果赋予一个权，使测量数据精度高的数据在求平均值时的贡献较大，而测量数据精度低的贡献小。为此，设各次测量的权为

$$W_i=\frac{\lambda^2}{\sigma_{n_i}^2}\quad i=1,2,\cdots k \tag{1.44}$$

λ^2 为一任意常数。可以证明，这是权 W_i 的最佳形式，即使得加权平均值的误差为最小的形式。权 W_i 具有相对意义，λ^2 可用 $\bar{n}$ 来代替，而 $\bar{n}$ 正是我们要求的量，现在还不知道，所以用各次测量时的计数率 n_i 代替 $\bar{n}$，则有

$$W_i=\frac{\lambda^2}{\sigma_{n_i}^2}=\frac{\bar{n}}{n_i/t_i}\approx\frac{n_i}{n_i/t_i}=t_i\quad i=1,2,\cdots k \tag{1.45}$$

计数率的加权平均值为

$$\bar{n}=\frac{\sum\limits_{i}W_in_i}{\sum\limits_{i}t_i}=\frac{\sum\limits_{i}N_i}{\sum\limits_{i}t_i} \tag{1.46}$$

根据误差传播公式，$\bar{n}$ 的统计误差为

$$\sigma_{\bar{n}}=\sqrt{\frac{1}{\left(\sum\limits_{i}t_i\right)^2}\cdot\sum\limits_{i}\sigma_{N_i}^2}=\sqrt{\frac{1}{\left(\sum\limits_{i}t_i\right)^2}\sum\limits_{i}N_i}$$

$$=\sqrt{\frac{\bar{n}}{\sum_i t_i}} \tag{1.47}$$

$\bar{n}$ 的相对误差为

$$v_{\bar{n}}=\frac{\sigma_{\bar{n}}}{\bar{n}}=\frac{\sqrt{\bar{n}/\sum_i t_i}}{\bar{n}}=\frac{1}{\sqrt{\bar{n}\sum_i t_i}}=\frac{1}{\sqrt{\sum_i N_i}} \tag{1.48}$$

因此，平均计数率及其误差可表示为

$$\bar{n}\pm\sigma_{\bar{n}}=\bar{n}\pm\sqrt{\frac{\bar{n}}{\sum_i t_i}} \tag{1.49}$$

假如 k 次测量的时间相同，则为等精度测量

$$\bar{n}\pm\sigma_{\bar{n}}=\bar{n}\pm\sqrt{\frac{\bar{n}}{kt}} \tag{1.50}$$

从上面的讨论可知，对统计误差来说，无论是一次测量还是多次测量，只要总的计数相同，多次测量的平均计数率相对误差和一次测量的计数率相对误差是一致的。相对误差只与测量的总计数有关，而与测量的次数与测量的时间分配无关。

4. 存在本底时误差的计算

在放射性测量中，往往在没有放射源或样品时，探测器也会探测到一定的计数。这些计数是由宇宙射线、周围环境中的微弱天然放射性、仪器噪声以及放射性实验室中其它放射源所引起的，统称为本底。由于本底的存在，会使探测器测得的计数增加，所以应将它们扣除。这时，为求得净计数率需要进行两次测量：第一次在时间 t_b 内测得本底计数为 N_b，第二次测样品，设在 t_s 时间内测得样品计数（包括本底）为 N_s。这时样品的净计数率 n_0 为

$$n_0=n_s-n_b=\frac{N_s}{t_s}-\frac{N_b}{t_b} \tag{1.51}$$

式中 n_s 和 n_b 为样品（包括本底）计数率和本底计数率。由(1.36)式可以计算出 n_0 的标准误差 σ_{n_0} 为

$$\sigma_{n_0}=\sqrt{\frac{N_s}{t_s^2}+\frac{N_b}{t_b^2}}=\sqrt{\frac{n_s}{t_s}+\frac{n_b}{t_b}} \tag{1.52}$$

测量结果可写成

$$\begin{aligned}n_0\pm\sigma_{n_0}&=(n_s-n_b)\pm\sqrt{\frac{n_s}{t_s}+\frac{n_b}{t_b}}\\&=(n_s-n_b)\left[1\pm\frac{1}{(n_s-n_b)}\sqrt{\frac{n_s}{t_s}+\frac{n_b}{t_b}}\right]\end{aligned} \tag{1.53}$$

上式说明，本底计数 n_b 愈高，相对误差愈大，在实验中应尽量减少本底。

例题　测样品 8min 得到计数 200 个，测本底 4min 得到计数 72 个。求样品净计数率及误差。

解：$n_0=\frac{N_s}{t}-\frac{N_b}{t}=\frac{200}{8}-\frac{72}{4}=7\text{min}^{-1}$

$$\sigma_{n_0}=\sqrt{\frac{N_s}{t_s^2}+\frac{N_b}{t_b^2}}=\sqrt{\frac{200}{8^2}+\frac{7^2}{4^2}}\approx 2.8\ (\mathrm{min}^{-1})$$

$$n_0\pm\sigma_{n_0}=7\pm 2.8=7(1\pm 40\%)\ (\mathrm{min}^{-1})$$

5. 测量时间与测量装置工作状态的选择

这里从减小统计误差的角度来考虑测量时间和测量装置工作状态的最佳选择，在实际测量中还要综合其它因素进行考虑。

首先讨论测量时间的确定。最简单的情况是不考虑本底的影响。(1.42)式说明了计数率 n、时间 t 和相对误差 ν_n 三者之间应有的关系，此式改写为

$$\nu_n^2 nt=1 \tag{1.54}$$

给定了这三个量中的任意两个，就可以利用此式求得第三个量。例如，当 n 大约为 $10^3\mathrm{min}^{-1}$时，若要求 $\nu_n\leqslant 1\%$，则需要的测量时间为：$t=1/(\nu_n^2 n)\geq 1/(0.01^2\times 10^3)=10\mathrm{min}$。

在有本底存在时，情况比较复杂些，需要合理分配样品和本底的测量时间以便在规定的总的测量时间 $T=t_s+t_b$ 内使测量结果的误差最小。为此，将(1.52)式中的 t_b 用 $T-t_s$ 代入并写出极值条件得

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t_s}\left(\sqrt{\frac{n_s}{t_s}+\frac{n_b}{T-t_s}}\right)=0$$

$$\frac{t_s}{t_b}=\sqrt{\frac{n_s}{n_b}} \tag{1.55}$$

此式说明，为使测量结果的误差最小，样品和本底的测量时间之比应等于它们计数率的平方根之比。将 $t_b=T-t_s$ 代入上式，可得到在最佳时间分配下，给定了总的测量时间 T 后，t_s 和 t_b 的表达式

$$t_s=\frac{\sqrt{n_s/n_b}}{1+\sqrt{n_s/n_b}}T \quad t_b=\frac{1}{1+\sqrt{n_s/n_b}}T \tag{1.56}$$

在这种最佳条件下的相对方差为

$$\nu_n^2=\left[\frac{1}{n_s-n_b}\sqrt{\frac{n_s}{t_s}-\frac{n_b}{t_b}}\right]^2=\frac{1}{Tn_b\left(\sqrt{n_s/n_b}-1\right)^2} \tag{1.57}$$

在 ν_n 给定的情况下需要的最小测量时间 $T_{\min}$为

$$T_{\min}=\frac{1}{n_b\nu_n^2\left(\sqrt{n_s/n_b}-1\right)^2} \tag{1.58}$$

例题 粗测得到样品的计数率为 $1000\mathrm{min}^{-1}$，本底计数率为 $250\mathrm{min}^{-1}$。要求净计数率的相对误差$\leqslant 1\%$，问所需要的测量时间是多少？

解：由题意知 $n_s/n_b=1000/250=4$，$n_b=250$，$\nu_n\leqslant 1\%$，代入(1.58)式，得 $T_{\min}=40\mathrm{min}$。再代入(1.56)式，得 $t_s=27\mathrm{min}$，$t_b=13\mathrm{min}$。

其次考虑测量装置工作状态的选择。当使用不同探测器或改变探测器工作条件如工作电压或甄别阈时，往往本底计数率和探测效率都随之发生不同程度的改变。依据什么准则来选择探测器及其工作条件呢？从统计误差考虑就要求选择在给定时间内测量结果误差最小或在给定误差下测量时间最短的那种工作状态。即由(1.57)式$\frac{1}{Tn_b\left(\sqrt{n_s/n_b}-1\right)^2}$为最小值，或是由

(1.58)式

$$\frac{1}{n_b\left(\sqrt{n_s/n_b}-1\right)^2}=\frac{\left(\sqrt{n_s/n_b}+1\right)^2}{n_b\left(\sqrt{n_s/n_b}-1\right)^2\left(\sqrt{n_s/n_b}+1\right)^2}$$

$$=\frac{\left(\sqrt{n_s/n_b}+1\right)^2 n_b}{n_0^2} \tag{1.59}$$

为最小值。在 n_s 与 n_b 有不同比例的情况下,可导出进一步的具体准则。例如在低水平测量时,n_s/n_b 接近于1,而 n_0 又正比于探测效率 ε,代入(1.59)式可以看到,好的探测器能给出最小的 n_b/ε^2。取它的倒数,即 ε^2/n_b 称为探测器的优质因子。显然优质因子越大越好。选择探测效率 ε 高而本底计数率 n_b 低的探测器对低水平的测量是特别重要的。

三、平均效应的统计误差

前面讨论的是关于记录脉冲数目的情况。实际上还有一类测量装置,它所记录的是反应辐射平均效应的一个量。积分电离室、电流电离室和计数率计就属于这种情况。在这种记录方式中,同样存在统计误差。

对于积分电离室的情况,假定在某个确定的时间内进入电离室的粒子数为 N,每个粒子平均产生的电离电荷量是 q,则在电离室中产生的总电荷 $Q=Nq$。由于 N 有统计涨落,Q 也有统计涨落。假如忽略 q 的涨落,则 Q 的相对误差 ν_Q 为

$$\nu_Q=\frac{\sigma_Q}{Q}=\frac{\sigma_N}{N}=\frac{1}{\sqrt{N}}=\sqrt{\frac{q}{Q}} \tag{1.60}$$

例题 已知射入电离室的每个β粒子平均消耗能量为30keV,假定产生一对电子离子对所需能量为32.5eV,并且电荷全部被电极收集。试求总电荷达到 10^{-12}C 时的相对误差。

解: $q=\frac{30\times10^3\times1.6\times10^{-19}}{32.5}=14.7\times10^{-17}(\mathrm{C})$

$$\nu_Q=\sqrt{\frac{q}{Q}}=\sqrt{\frac{14.7\times10^{-17}}{10^{-12}}}=1.2\%$$

电流电离室和计数率计的情况相同。前者是入射粒子在电离室内产生的电荷对电容 C 充电,后者是在率表电路内由探测器脉冲触发电路产生的电脉冲对电容 C 充电。现以率表为例来说明。设平均计数率为 n,由成形电路中产生的每个脉冲包含的电荷量为 q,则在 t 到 $t+\mathrm{d}t$ 时间内进入的脉冲数为 $n(\mathrm{d}t)$,对电容 C 上充电的电荷量为 $nq(\mathrm{d}t)$。由于 RC 回路的放电作用,在 $t=t_0$ 时刻观测时,电荷量在 C 上残留为

$$nq\mathrm{d}t\mathrm{e}^{-(t_0-t)/RC}$$

当 $t=0$ 时,C 上的电荷量 $Q(0)=0$,在 $t=t_0$ 时,C 上的电荷量为 $Q(t_0)$,它表示从 $t=0$ 开始到 $t=t_0$ 时这段时间内输入脉冲对 C 充电量到 $t=t_0$ 时刻还剩留的电荷量的总和,即

$$Q(t_0)=\int_0^{t_0}nq\mathrm{e}^{-(t_0-t)/RC}=nqRC(1-\mathrm{e}^{-t_0/RC}) \tag{1.61}$$

当 $t_0\gg RC$ 时,C 上的电荷量达到平衡且为最大

$$Q_m=nqRC \tag{1.62}$$

由于计数有涨落,积累的电荷量 $Q(t)$ 也有涨落。在 t 到 $t+\mathrm{d}t$ 时间内,平均入射粒子数 n

$(\mathrm{d}t)$的标准误差是 $\sqrt{\overline{n(\mathrm{d}t)}}$，相应的在 t_0 时刻电容 C 上残留电荷量 $Q(t_0)$的标准误差为 $\sqrt{\overline{n(\mathrm{d}t)}}$ $q\cdot \mathrm{e}^{-(t_0-t)/RC}$。由于在各个 $\mathrm{d}t$ 时间内积累在 C 上的电荷量是互相独立的，按照(1.36)式算出在 t_0 时刻 C 上电荷量 $Q(t_0)$的标准误差 $\sigma_{Q(t_0)}$为

$$\sigma_{Q(t_0)}=\left\{\int_0^{t_0}\left[\sqrt{\overline{n(\mathrm{d}t)}}q\mathrm{e}^{-(t_0-t)/RC}\right]^2\right\}^{1/2}$$

$$=\left[\frac{1}{2}nq^2RC(1-\mathrm{e}^{-2t_0/RC})\right]^{1/2} \tag{1.63}$$

在 RC 电路达到平衡后，即 $t_0\gg RC$(如 $t_0\approx 5RC$ 后)

$$\sigma_{Q_m}=\left(\frac{1}{2}nq^2RC\right)^{1/2} \tag{1.64}$$

因而，Q_m 的相对误差(即计数率计的相对误差)为

$$\nu_{Q_m}=\frac{\sigma_{Q_m}}{Q_m}=\frac{1}{\sqrt{2nRC}} \tag{1.65}$$

比较(1.65)式和(1.42)式可以看出，用时间常数为 RC 的率表进行测量所得结果的误差与用定标器在 $t=2RC$ 时间内测量所得结果的误差一样。还可以看到，当计数率和 RC 时间常数越大时，率表的指示越精确，表针指示越稳定。当计数率 n 较小时，要达到一定的精度就要加大 RC。但 RC 太大，率表的建立时间也长，反应不灵敏。所以要根据 n 的大小和对误差的要求选取合适的 RC 值。

第三节　测量数据的检验

有时需要对放射性测量的数据或数据之间的差异进行检验。通过这种检验可以了解测量数据的可靠性，帮助检查测量仪器的工作状态和测量条件是否正常和稳定，从而有助于分析和判断在测量中除统计误差外是否还有其它的误差等。

放射性测量数据的检验方法是多种多样的，根据不同的问题采用不同的检验方法。由于放射性计数的统计性，测量数据应服从某一理论分布，检验的基本做法是将实验数据同这种理论分布进行比较，比较的结果产生差异，然后从某种概率意义上说明这种差异是否显著，如果显著，则说明实验测量中存在问题；反之，若差异在某种概率意义上不显著，则认为测量数据是正常的。在概率论与数理统计中的统计假设的原理和方法，在这里原则上都是适用的。这里结合放射性测量数据的特点，主要是其方差已知且等于计数的期望值的特点，对几种常用的数据检验作些介绍。

一、两次测量计数值差异的检验

在同样条件下对放射性样品进行两次测量，得到计数 N_1 与 N_2，其差异 $\Delta=|N_1-N_2|$多大时其可靠性才值得怀疑？首先考虑差值 Δ 所服从的理论分布。若将 N_1 和 N_2 看作是服从相同正态分布的两个随机变数，按数理统计理论，它们的差异 Δ 也是服从正态分布的，且中心值为 0，方差 σ_Δ^2 为 N_1+N_2。因此概率密度 $P(\Delta)$可以写成

$$P(\Delta)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\Delta}\mathrm{e}^{-\Delta^2/2\sigma_\Delta^2} \tag{1.66}$$

式中$\sigma_\Delta^2=N_1+N_2$。作变量置换$Z=\Delta/\sigma_\Delta$可将上式标准化。考虑Δ大于或等于$K_\alpha\sigma_\Delta$的概率

$$P(\Delta\geqslant K_\alpha\sigma_\Delta)=1-P(\Delta<K_\alpha\sigma_\Delta)=1-P(Z<K_\alpha)$$

$$=1-2\int_0^{K_\alpha}\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{-Z^2/2}dZ \tag{1.67}$$

这一概率$P(\Delta\geqslant K_\alpha\sigma_\Delta)$和$K_\alpha$的关系可从概率积分表中查得，这里列出几个典型的常用数据：

K_α	1	1.5	1.96	2.58
$P(\Delta\geqslant K_\alpha\sigma_\Delta)$	0.318	0.134	0.05	0.01

检验这样进行：预先规定好一个K_α值，要求与K_α相应的概率$P(\Delta\geqslant K_\alpha\sigma_\Delta)=\alpha$是一个比较小的值，比如$\alpha=0.05$，$K_\alpha=1.96$；然后，由实验测得的两次数值$N_1$与$N_2$算出差异$\Delta$及$\sigma_\Delta$值，并求出$\Delta$与$\sigma_\Delta$之间的倍数值$K(K=\frac{\Delta}{\sigma_\Delta})$。判断的准则是若$K\geqslant K_\alpha$，则认为$N_1$和$N_2$之间的差异显著，应怀疑它们的可靠性；反之，若$K<K_\alpha$，则差异不显著，没有理由怀疑。当然，这种判断也有错误的可能，因为N_1与N_2之间的差异较大使得$K\geqslant K_\alpha$的情况毕竟还有小的概率($\alpha=0.05$)发生。α称为显著度或显著水平。

例题 两次测量的计数为1128和1040，试检验这组数据的可靠性。

解：$\Delta=|1128-1040|=88$，$\sigma_\Delta=\sqrt{1128+1040}=46.6$

$$K=\frac{\Delta}{\sigma_\Delta}=\frac{88}{46.6}=1.88$$

若规定$\alpha=0.05$，所对应的$K_\alpha=1.96$，现在实验数据的差异$K=1.88<K_\alpha=1.96$，故按$\alpha=0.05$的水平，认为这组数据的差异是不显著的，没有理由怀疑数据不可靠。

二、一组测量数据的检验

设在同一条件下测得一组数据$N_i(i=1,2,\cdots k)$，要检验它们是否符合高斯分布。若将每个N_i作为一个随机变数看待，假设它们服从同一正态分布(称作原假设)$N(m,\sigma^2)$，m是数学期望，$\sigma=\sqrt{m}$是标准误差。由于m未知，用平均值$\overline{N}$来代替，则σ用$\sqrt{\overline{N}}$来代替。对以上分布作变量置换

$$Z=\frac{N_i-m}{\sigma}\approx\frac{N_i-\overline{N}}{\sqrt{\overline{N}}}$$

则将$N(m,\sigma^2)$化为服从标准正态分布[$N(0,1)$分布]了。此标准分布的随机变数Z的平方和也是一个随机变数，称作χ^2

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{k}\frac{(N_i-\overline{N})^2}{\overline{N}} \tag{1.68}$$

随机变数χ^2也服从一种类型的分布，称χ^2分布，其分布形状大致如图1.3所示。图中，横座标表示变数χ^2的取值，纵座标表示相应于χ^2值的概率密度$p(\chi^2)$。于是可以算出随机变数χ^2所取的值不小于某个预定值χ_α^2的概率$P(\chi^2\geqslant\chi_\alpha^2)$，令此概率为$\alpha$

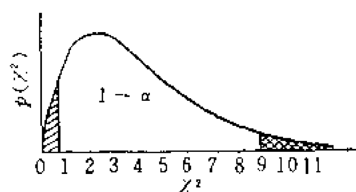


图1.3 χ^2分布的图形和α舍弃区间(α代表左侧或右侧的阴影面积)

$$P(\chi^2 \geqslant \chi^2_\alpha)=\int_{\chi^2_\alpha}^{\infty} P(\chi^2)\mathrm{d}\chi^2=\alpha \tag{1.69}$$

χ^2 分布中有一个叫自由度的参数，实际上就是独立随机变数的个数。若在 k 个随机变数中存在着 γ 个约束条件，则自由度为 $\nu=k-\gamma$。使用中已有 α 与 χ^2_α 对应的数值表可查，查表时应查所对应的自由度的数据。表 1.2 列出在某些自由度下相应于某几种概率(α=0.05,0.5,0.95)的 χ^2_α 值。

表 1.2　相应于三种概率下的 χ^2_α 值

α	ν													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	15	20	25	30
	χ^2_α													
0.95	0.004	0.103	0.352	0.711	1.145	1.635	2.167	2.733	3.325	3.940	7.261	10.85	14.61	16.31
0.50	0.455	1.165	2.366	3.357	4.351	5.348	6.346	7.344	8.343	9.342	14.34	19.34	23.34	29.34
0.05	3.841	5.991	7.815	9.488	11.07	12.59	14.07	15.51	16.92	18.31	25.0	31.41	37.65	43.77

对于 N_i 个数据的 χ^2 分布，约束条件只有一个

$$\sum_{i=1}^{k}(N_i-\overline{N})=\sum_{i=1}^{k}N_i-k\overline{N}=0 \tag{1.70}$$

所以，χ^2 服从自由度为 $\nu=k-1$ 的 χ^2 分布。若原假设成立，χ^2 随机变数(1.68)式服从 χ^2 分布的话，所得到的 χ^2 值应在一个合理的范围内。若 χ^2 值偏离了这个范围，则要否定原假设。用 χ^2 分布对一组测量数据的检验具体地这样进行：先用实验数据值按(1.68)式算出 χ^2 值，再根据预先给定的一个小概率值 α，比如说 $\alpha=0.05$，从表上查出相应自由度下对应于此 α 的 χ^2_α 值，如图 1.3 中的阴影部分所示。再将 χ^2 与 χ^2_α 进行比较。若 $\chi^2 \geqslant \chi^2_\alpha$，说明这是比预定概率还要小的一个小概率事件，这样的事件是不大可能出现的，现在居然出现了，说明这组数据不全是服从同一正态分布的随机变数，可能是实验测量中存在其它的偶然误差因素。反之，若 $\chi^2<\chi^2_\alpha$，则说明这组数据出现的概率比给定的小概率 α 来得大，这是可能的，因而认为这组数据是正常的。另一方面，还得对 χ^2 分布的另一侧作类似的检验，给定一个较大的概率($1-\alpha$)，比如说 0.95，查表得到相应的 $\chi^2_{1-\alpha}$ 值，比较 χ^2 与 $\chi^2_{1-\alpha}$，若 $\chi^2>\chi^2_{1-\alpha}$，则说明这组数据的出现不是小概率事件，是可以接受的；反之，若 $\chi^2<\chi^2_{1-\alpha}$，则说明这组数据的出现是小概率事件，需要怀疑这组数据的精确性。注意，$\chi^2<\chi^2_{1-\alpha}$ 表示这组数据的重复性很好，数据间的离散较小，但对于放射性测量来说，一组数据出现这样的重复性也是不正常的。现举一例来说明。

某次实验用一个 G-M 计数器测本底，测量了 30 次，每次测一分钟，所得数据如下：

29　37　27　33　35　32　36　35　24　30

30　23　19　29　32　27　27　27　26　30

21　28　25　33　24　34　14　30　24　24

其平均值 $\overline{N}=\frac{1}{k}\sum_{i=1}^{k}N_i=\frac{1}{30}(29+30+\cdots+24)=\frac{1}{30}\times 845=28.2/\mathrm{min}$

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{30}\frac{(N_i-\overline{N})^2}{\overline{N}}=\frac{810.2}{28.2}=28.7$$

此 χ^2 值自由度为 $30-1=29$，设 $\alpha=0.05$，查表 1.2 得 $\chi^2_\alpha\approx43>\chi^2$；设 $(1-\alpha)=0.95$，$\chi_{(1-\alpha)}\approx 16.31<\chi^2$，因此这组数据服从正态分布，是正常的。

再举一个例子，用一计数管测得了 6 个计数值：242，241，249，246，236，250。问这组数据是否正常？计算其平均值 $\overline{N}$ 与 χ^2 值：

$$\overline{N}=\frac{1}{k}\sum_{i=1}^{k}N_i=\frac{1}{6}(242+241+\cdots+250)=\frac{1}{6}\times1464$$
$$=244$$

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{k}\frac{(N_i-\overline{N})^2}{\overline{N}}=\frac{1}{244}[(242-244)^2+\cdots+(250-244)^2]$$
$$=\frac{142}{244}=0.58$$

自由度 $\nu=k-1=5$，在 $\alpha=0.05$ 时 $\chi^2_\alpha=16.9>\chi^2$，但在 $(1-\alpha)=0.95$ 时，$\chi^2_{(1-\alpha)}=3.33>\chi^2$，这是个不大可能的事件，说明这组数据不符合高斯分布，是不正常的。这组数据的"重复性"很好，但对放射性测量的数据来说，有这样好的重复性也是不正常的。

另一种 χ^2 检验叫皮尔逊 χ^2 检验法，它是将测量数据分组然后再进行检验，具体方法见参考文献[6]。

还有一种检验方法是分别计算测量数据的标准偏差与标准误差，然后将计算结果进行比较，以判断测量是否存在问题。举上面第一个例子说明：先按样本标准偏差公式(1.33)计算：

$$\sigma_S=\left[\frac{1}{k-1}\sum_{i=1}^{k}(N_i-\overline{N})^2\right]^{1/2}=\sqrt{\frac{1}{30-1}\times810.2}=\sqrt{27.9}=5.28$$

再按(1.31)式计算标准误差：

$$\sigma=\sqrt{\overline{N}}=\sqrt{28.2}=5.31$$

由于对这组数据用这两种方法计算得到的误差很相近，说明测量中除统计误差外不存在其它误差。因为 σ 是只反应统计涨落的影响，而 σ_S 反应各种因素(包括统计涨落及其它偶然误差)造成的离散，σ 与 σ_S 的一致说明测量中，除统计涨落外不存在或可以忽略其它偶然因素的影响。

三、可疑测量值的舍弃

有时在一组测量数据中，会发现个别的测量值与平均值相差甚远，若保留它，对平均值和方差的计算会有很大影响。如果能够明确判断它是测量中某些干扰或过失原因所致，当然要舍弃它。有时不一定能够找到明显的原因，那就应按照有关测量值误差的分布理论来确定是否舍弃。舍弃标准有多种方法，这里我们仅介绍有代表性的两种方法。

1. 肖文特舍弃标准

肖文特(Chauvenet)舍弃标准[7]是这样说的："设有 k 个读数，当其中某个读数与平均值的偏差 Δ 出现的概率小于 $1/(2k)$ 时就应舍弃"。换句话说，在 k 个所测得的数据中，规定一个偏差标准 $\Delta(k)$，使得这 k 个数据中偏差超过 $\Delta(k)$ 的数据出现的概率为 $1/(2k)$，即偏差超过 $\Delta(k)$ 的数据出现的个数不得超过 $[1/(2k)]\cdot k=1/2$(半个)，实际上是在这组数据中不应出现偏

差大于 $\Delta(k)$ 的数据，若出现了，则认为它是属于不正常数据，应当舍弃。

由高斯分布公式(1.22)可写出偏差 $|\Delta|\geqslant\Delta(k)$ 的概率 $P(|\Delta|\geqslant\Delta(k))$，令其等于 $1/(2k)$，得

$$P(|\Delta|\geqslant\Delta(k))=1-P(|\Delta|<\Delta(k))=1-\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\int_{\Delta(k)}^{(k)}e^{-\Delta^2/2\sigma^2}d\Delta$$

$$=\frac{1}{2k}$$

即

$$2\Phi\left(\frac{\Delta(k)}{\sigma}\right)=1-\frac{1}{2k} \tag{1.71}$$

用不同的 k 值代入上式并查高斯积分表，可得到 k 值与 $\Delta(k)/\sigma$ 的关系，如表 1.3 所示。这样，可按下列步骤进行有无舍弃的数据检验：

(1)按(1.32)式计算出平均值 $\bar{n}$，按(1.31)式计算标准误差 σ。

(2)对可疑数据写出以 σ 为单位的偏差，

即

$$\frac{\Delta_i}{\sigma}=\frac{n_i-\bar{n}}{\sigma}$$

(3)由 k 值从表 1.3 中查出 $\Delta(k)\sigma$。

(4)比较 Δ_i/σ 与 $\Delta(k)/\sigma$，若 $\Delta_i/\sigma\geqslant\Delta(k)/\sigma$，则此数据应舍弃，否则保留。

表 1.3 肖文特舍弃标准

k	2	3	4	5	6	7	8	9	10	12	14
$\Delta(k)/\sigma$	1.15	1.38	1.54	1.65	1.73	1.80	1.86	1.92	1.96	2.03	2.10
k	16	18	20	22	24	26	30	40	50	100	200
$\Delta(k)/\sigma$	2.16	2.20	2.24	2.28	2.31	2.35	2.39	2.50	2.58	2.80	3.02

2. 戈罗贝斯舍弃标准[8]

设一组计数值为 $n_1,n_2,\cdots n_k$，其平均值 $\bar{n}$ 与标准误差 σ 按上面的方法求出。为了检验 $n_i(i=1,2,\cdots k)$ 中有无可舍弃的数据，找出其中与 $\bar{n}$ 偏差绝对值最大的数据，此数据的偏差绝对值以 σ 为单位如下式

$$\frac{|\Delta_i|_{\max}}{\sigma}=\frac{|n_i-\bar{n}|_{\max}}{\sigma} \tag{1.72}$$

戈罗贝斯(Grubbs)导出了以上统计量所服从的理论分布。在此基础上提出如下的检验步骤：

(1)先定显著性水平 α，α 是一个较小的数，如 0.05 或 0.01。实际上，α 是把非奇异数据舍弃而导致犯错误的概率。当 α 较小时，这类错误虽然会减少，但会犯另一类错误，即将实际上是奇异数据而给予保留。这两类错误是统计方法中不可避免的。

(2)计算以 σ 为单位的偏差绝对值的最大值(用(1.72)式)。

(3)查表 1.4 中相应于 k 及 α 的 $g(k,\alpha)$ 值。

(4)若$\frac{|\Delta_i|_{max}}{\sigma} \geqslant g(k,\alpha)$，则所怀疑的数据是异常的，应予舍弃，否则给予保留。

表 1.4　戈罗贝斯舍弃标准

k \ α	0.05	0.01	k \ α	0.05	0.01
3	1.15	1.16	14	2.37	2.66
4	1.46	1.49	16	2.44	2.75
5	1.67	1.75	18	2.50	2.82
6	1.82	1.94	20	2.56	2.88
7	1.94	2.10	25	2.66	3.01
8	2.03	2.22	30	2.74	3.10
9	2.11	2.32	40	2.87	3.24
10	2.18	2.41	50	2.96	3.34
12	2.28	2.55	100	3.17	3.59

肖文特数据舍弃标准是较早提出的一种方法，它不够准确，而戈罗贝斯舍弃标准是经过较严格的理论推导而得到的，是一个较好的可疑数据舍弃标准。

例题　同本节中前面举的例子，检查所测的 30 个数据中有无可舍弃的？

解：数据中以计数值为 14 的数据偏差最大，现按戈罗贝斯标准检验。$k=30$，$\bar{n}=28.8$，$\sigma=5.31$

$$\frac{|\Delta_i|_{max}}{\sigma}=\frac{|n-\bar{n}|_{max}}{5.31}=\frac{|14-28.2|}{5.31}=2.67$$

查表 1.4，$g(30,0.05)=2.74$，因$\frac{|\Delta_i|_{max}}{\sigma}=2.67<g(30,0.05)=2.74$，故在显著性水平 α 为 0.05 时，此计数值 14 不应舍弃。

第四节　脉冲幅度分辨率

前几节我们主要讨论了在放射性测量中计数的统计性问题。在实际测量中还有两个重要的问题即探测系统输出脉冲幅度分辨率和脉冲时间信息分布。在以后有关章节中还要详细讨论。本节仅从统计学上就脉冲幅度分辨率说明几个问题。关于时间信息分布在第五节中讨论。

一、电离的统计涨落

作为测量能量用的探测器，它的输出脉冲幅度一般与探测器对入射粒子所吸收的能量成正比。但是，即使探测器对粒子所吸收的能量完全相同，所对应的输出脉冲幅度也不完全一样，即有大小不同的涨落，在能谱上形成一个具有一定宽度的峰。造成这种涨落的原因很多，其中一个重要的因素是由电离的统计涨落引起的。

入射粒子在一定条件下在某一探测介质中产生一对电子-离子对平均所需的能量，与入射粒子种类和能量关系不大，是一个常数。这个常数叫平均电离能，用 w 表示。在气体介质中，$w\sim30\text{eV}$，在半导体介质中，$w\sim$

3eV。若粒子在介质中损失的能量为 E_0，则所产生电子离子对数平均值为 $\bar{n}$

$$\bar{n}=\frac{E_0}{w} \tag{1.73}$$

在介质中原子的电离是由于入射带电粒子与原子轨道电子发生碰撞的结果，每次碰撞中，原子以一定的概率发生电离。假设发生了 N 次碰撞，平均产生 $\bar{n}$ 对电子-离子对，则每次碰撞产生一对电子-离子对的概率为 $\bar{n}/N$，不产生的概率为 $1-\bar{n}/N$，则在 N 次碰撞中产生 n 对电子-离子对的概率应服从二项式分布

$$P(n)=\frac{N!}{n!\ (N-n)!}\left(\frac{\bar{n}}{N}\right)^n\left(1-\frac{\bar{n}}{N}\right)^{N-n}$$

对于入射粒子在物质中的碰撞，$N\gg1$，$\bar{n}/N\ll1$，上面的二项式分布过渡到泊松分布

$$P(n)=\frac{\bar{n}^n}{n!}\mathrm{e}^{-\bar{n}} \tag{1.74}$$

当 $\bar{n}$ 比较大时，泊松分布可以进一步过渡到高斯分布，$P(n)$ 可写成

$$P(n)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\mathrm{e}^{-(n-\bar{n})^2/2\sigma^2} \tag{1.75}$$

无论是(1.74)式还是(1.75)式的分布，入射粒子产生电子-离子对数 n 的涨落范围可用它们的标准误差 σ_n 表示

$$\sigma_n=\sqrt{\bar{n}}=\sqrt{\frac{E_0}{w}} \tag{1.76}$$

其相对涨落为

$$\frac{\sigma_n}{\bar{n}}=\frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}=\sqrt{\frac{w}{E_0}} \tag{1.77}$$

(1.77)式说明，入射粒子在探测器介质中损失的能量 E_0 越大或平均电离能 w 越小时，则产生的电子-离子对数越多，电离的相对涨落也越小。

实验上发现，n 的涨落要比(1.76)式算出来的值小，其原因是带电粒子在介质中的电离过程并不是如上面所设想的那样简单，因而电离的涨落并不严格遵守泊松分布。①在入射粒子与物质原子的不断碰撞过程中，能量在不断地变化，形成电离的概率也在不断变化。②入射粒子产生了一对电子-离子对后，只要这对电子-离子对具有足够高的动能，它们还可以与其它原子发生碰撞，形成新的电子-离子对，这就表明各个电子-离子对的产生并不是完全独立的。当然还有其它的因素。法诺[9]第一个对电离过程作了较仔细的考虑，算出电离涨落的方差 σ_n^2 应写成

$$\sigma_n^2=F\bar{n} \tag{1.78}$$

其中 F 称作法诺因子。当初法诺的估算，对气体，F 介于 1/3 到 1/2 之间，现在认为气体的法诺因子≤0.2，而对半导体 Ge 与 Si，F 值分别为 0.13 与 0.12 左右。

现在我们进一步讨论电离统计涨落对输出脉冲幅度谱的影响。设探测器输出脉冲幅度与入射粒子在探测器中产生的电子-离子对数成正比。假如没有电子-离子对数的涨落，则对应于单能入射粒子，探测器的输出脉冲幅度应完全相同，因而得到一个无限窄的谱线。但由于存在电子-离子对数的涨落并且假定它是服从高斯分布，则无限窄的谱线就变成一个具有高斯分布形状的谱线(峰)。可用下列函数描述

$$y(n)\mathrm{d}n=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\mathrm{e}^{-(n-\bar{n})/2\sigma^2}\mathrm{d}n \tag{1.79}$$

这里 n 表示相应的脉冲内所包含的电子-离子对数，$y(n)\mathrm{d}n$ 表示对应于电子离子对数为 n 到 $n+\mathrm{d}n$ 内的脉冲数目，$\bar{n}=E_0/w$，E_0 是探测器所吸收的能量，w 是平均电离能，$\sigma^2=F\bar{n}$是电子-离子对数涨落的方差。为了将上式变成以能量 E 为变量的形式，进行变量置换，令

$$n=\frac{E}{w},\mathrm{d}n=\frac{\mathrm{d}E}{w},\sigma^2=F\bar{n}=F\frac{E_0}{w}$$

代入(1.79)式得

$$y(E)\mathrm{d}E=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\ \sqrt{FE_0/w}}\mathrm{e}^{-\left(\frac{E}{w}-\frac{E_0}{w}\right)^2/[2(FE_0/w)]}\frac{\mathrm{d}E}{w}$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\ \sigma_D}\mathrm{e}^{-(E-E_0)^2/2\sigma_D^2}\mathrm{d}E \tag{1.80}$$

式中，$\sigma_D=\sqrt{FE_0w}$，它是由电子-离子对数涨落造成的以能量单位表示的峰的宽度参数。

假如用脉冲发生器的输出信号代替入射粒子在探测器中产生的输出脉冲，这时虽然没有电子-离子对数的涨落造成的展宽，但由于探测系统的电子学噪声（如前置放大器等）及其它因素的影响，谱线仍有一定展宽。此时谱线分布用 $Y(E)$ 表示，则实际谱线可通过 $Y(E)$ 与以上高斯分布的卷积得到

$$y(E_0)\mathrm{d}E=\int_{-\infty}^{\infty}Y(E)\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_D}\mathrm{e}^{-(E-E_0)^2/2\sigma_D^2}\mathrm{d}E \tag{1.81}$$

若原来谱线 $Y(E)$ 为高斯分布（例如，仅为电子学噪声影响造成的），其方差用 σ_E^2 表示，则得到的结果仍服从高斯分布，总的方差 σ_t^2 为

$$\sigma_t^2=\sigma_E^2+\sigma_D^2 \tag{1.82}$$

通常把峰在半高处的全宽度定义为峰的半宽度，用 FWHM 表示。它常用来说明探测器的能量分辨本领。对高斯分布，半宽度与标准误差 σ 有如下的关系

$$\mathrm{FWHM}=2\sqrt{2\ln 2}\sigma=2.355\sigma \tag{1.83}$$

其证明如下：

如能量谱线是服从高斯分布的，则

$$y(E)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\mathrm{e}^{-(E-E_0)^2/2\sigma^2}$$

当 $E=E_0$ 时，即在极大值处，$y_{\max}=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}$。根据定义，令 $E=E_{1/2}-E_0$，则 $y=\frac{1}{2}y_{\max}=\frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}$，

$$\frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\mathrm{e}^{-(E_{1/2}-E_0)^2/2\sigma^2}$$

$$\ln 2=\frac{(E_{1/2}-E_0)^2}{2\sigma^2}$$

$$E_{1/2}-E_0=\sqrt{2\ln 2}\sigma$$

半极大值处的全宽度为以上值的两倍，即

$$\mathrm{FWHM}=2\sqrt{2\ln 2}\sigma=2.355\sigma.$$

二、倍增过程统计学

在正比计数器中，每个信号脉冲中的电子-离子对的产生可分为两个过程：①入射粒子在气体中产生电离，从而产生 N 对电子-离子对。②在靠近阳极丝附近，每个初始电子产生雪崩形成更多的电子-离子对，设倍增系数为 M。这两个过程都是随机的，即 N 和 M 都可以看作是随机变数，则脉冲中所包含的电子-离子对数 Q 为

$$Q=\sum_{i=1}^{N}M_i \tag{1.84}$$

Q 也是一个随机变数。实际上它是属于这样一种随机变数：设有两个随机变数 ξ_1 和 ξ_2，先对 ξ_1 实现一次，得到一个随机的取值 ξ_1，再对 ξ_2 实现 ξ_1 次得到 ξ_1 个 ξ_2 的取值。然后将这些 ξ_2 的取值加起来，得到 ξ 的一个取值。按这种规则定义的随机变数 ξ 称作是由 ξ_1 和 ξ_2 组成的二级串级型随机变数，ξ 可以写成

$$\xi=\sum_{i=1}^{\xi_1}\xi_{2i} \tag{1.85}$$

对有倍增过程的电离来说，N 相当于 ξ_1，M 相当于 ξ_2，Q 相当于 ξ。请注意，不要把 Q 看成是 N 和 M 相乘的一

个随机变数。

在数理统计中可以证明二级串级型随机变数 ξ 的数学期望 $E(\xi)$ 和方差 $D(\xi)$ 服从下列公式：

$$E(\xi)=E(\xi_1)E(\xi_2) \tag{1.86}$$

$$D(\xi)=E^2(\xi_2)D(\xi_1)+E(\xi_1)D(\xi_2) \tag{1.87}$$

$$\frac{D(\xi)}{E^2(\xi)}=\frac{D(\xi_1)}{E^2(\xi_1)}+\frac{1}{E(\xi_1)}\frac{D(\xi_2)}{E^2(\xi_2)} \tag{1.88}$$

这些公式还可以类推到多级(K 级)串级型随机变数上去，即

$$E(\xi)=E(\xi_1)E(\xi_2)\cdots E(\xi_K) \tag{1.89}$$

$$\frac{D(\xi)}{E^2(\xi)}=\frac{D(\xi_1)}{E^2(\xi_1)}+\frac{1}{E(\xi_1)}\frac{D(\xi_2)}{E^2(\xi_2)}+\frac{1}{E(\xi_1)E(\xi_2)}\frac{D(\xi_3)}{E^2(\xi_3)}+\cdots+\frac{1}{E(\xi_1)\cdots E(\xi_{k-1})}\frac{D(\xi_k)}{E^2(\xi_k)} \tag{1.90}$$

对 Q，应用(1.86)式与(1.87)式，得到

$$\overline{Q}=\overline{N}\overline{M} \tag{1.91}$$

$$\sigma_Q^2=\overline{M}^2\sigma_N^2+\overline{N}\sigma_M^2 \tag{1.92}$$

$$\left(\frac{\sigma_Q}{\overline{Q}}\right)^2=\left(\frac{\sigma_N}{\overline{N}}\right)^2+\frac{1}{\overline{N}}\left(\frac{\sigma_M}{\overline{M}}\right)^2 \tag{1.93}$$

进一步计算需要代入 σ_N 和 σ_M 的数值。根据(1.78)式，$(\sigma_N/\overline{N})^2=F/\overline{N}$；又根据 Snyder[10]的简化理论，$M$ 的概率密度 $P_1(M)$ 是一个指数函数

$$P_1(M)=\frac{1}{\overline{M}}\mathrm{e}^{-M/\overline{M}}$$

由此可以推出

$$\sigma_M^2=\int_0^\infty(M-\overline{M})^2P_1(M)\mathrm{d}M=\overline{M}^2$$

代入(1.93)式并取 $F=1$ 得到

$$\left(\frac{\sigma_Q}{\overline{Q}}\right)^2=\left(\frac{\sigma_Q}{\overline{N}\overline{M}}\right)^2=\frac{1}{\overline{N}}+\frac{1}{\overline{N}}=\frac{2}{\overline{N}} \tag{1.94}$$

即按 Snyder 的简化理论以及取法诺因子为 1 时，倍增过程恰使相对方差$(\sigma_Q/\overline{Q})^2$增大 1 倍。这个结果比实验数据大些。

与讨论正比计数器的情况相类似，在闪烁计数器中，从光电倍增管阳极输出的电荷 Q 也是一个倍增(多极)过程所产生的。其方差除依赖于从光阴极发射的电子数 N 的统计涨落外，还依赖于倍增系数 M 的统计涨落，也有类似于(1.93)式的关系式。这里倍增系数的平均值 $\overline{M}$ 为

$$\overline{M}=\delta_1\delta_2\cdots\delta_K \tag{1.95}$$

式中 δ_1、δ_2、$\cdots\delta_K$ 分别为各级联的平均电子增益。假如所有级联的增益相同，用 δ 表示，并假定它们都服从泊松分布，$\sigma_i^2=\delta$ 成立，按照(1.90)式得到

$$\left(\frac{\sigma_M}{\overline{M}}\right)^2=\frac{1}{\delta-1} \tag{1.96}$$

设第一级联的增益为 δ_1，其它各级增益都等于 δ，则上式改为

$$\left(\frac{\sigma_M}{\overline{M}}\right)^2=\frac{\delta}{\delta_1}\frac{\delta}{\delta-1} \tag{1.97}$$

假如从光阴极发射的电子数 N 也具有泊松分布，$\sigma_N^2=\overline{N}$ 成立，将它们代入(1.93)式中，则对以上级联增益的两种情况分别得到

$$\left(\frac{\sigma_Q}{\overline{Q}}\right)^2=\frac{1}{\overline{N}}\frac{\delta}{\delta-1} \tag{1.98}$$

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2=\frac{1}{\overline{N}}\left[1+\frac{\delta}{\delta_1(\delta-1)}\right] \tag{1.99}$$

由此可见，最好的相对方差不会好于 $1/\overline{N}$。为了使涨落小些，一方面要求 $\overline{N}$ 越大越好，另一方面希望各级联的增益特别是第一级联的增益大些。

第五节　核辐射事件的时间分布

一、核辐射事件的时间间隔分布

核事件的时间间隔分布[2]也是很重要的一类问题。在放射性测量技术中有很多问题，例如计数分辨时间的校正、脉冲重迭概率的计算等都是属于这一类问题或与它有关。当核事件脉冲的平均速率不变时，相邻脉冲的时间间隔仍可大可小，我们可以把这个时间间隔看作一个随机变数，用 t 表示。

现在我们来讨论 t 所服从的分布规律。两个相邻脉冲的时间间隔为 t 的条件为：(1)在第一个脉冲发生后的 t 时间内没有脉冲发生。(2)在随后的 $\mathrm{d}t$ 时间内有一个脉冲发生。另一方面，核辐射事件服从泊松分布，根据泊松分布公式(1.9)式，平均计数率为 m 的脉冲在 t 时间内出现脉冲数为 n 的概率为

$$P(n)=\frac{(mt)^n}{n!}\mathrm{e}^{-mt}$$

mt 为时间 t 内的平均数。在第一个脉冲发生后的 t 时间内没有脉冲发生的概率可表示为

$$p_0(t)=\frac{(mt)^0}{0!}\mathrm{e}^{-mt}=\mathrm{e}^{-mt}$$

在 $\mathrm{d}t$ 时间内来一个脉冲的概率为

$$p_1(\mathrm{d}t)=\frac{(m\mathrm{d}t)^1}{1!}\mathrm{e}^{-m\mathrm{d}t}\approx m\mathrm{d}t$$

上式中，指数幂 $m\mathrm{d}t\to 0$，所以 $\mathrm{e}^{-m\mathrm{d}t}\to 1$。这两个条件是互相独立的，按照独立事件的概率乘法定理，可得到发生时间间隔为 t 的脉冲的概率 $\mathrm{d}P(t)$

$$\mathrm{d}P(t)=P_0(t)P_1(\mathrm{d}t)=m\mathrm{e}^{-mt}\mathrm{d}t \tag{1.100}$$

可以看出，时间间隔 t 的分布为指数分布，很不对称，具有时间间隔短的脉冲的概率远高于长间隔的。分布图形如图 1.4 中对应于 $S=1$ 的那条曲线所示。具有这样的分布实际上是不难理解的，因为在确定 $\mathrm{d}P(t)$ 的两个因子中，$p_1(\mathrm{d}t)$ 虽然与 t 的大小无关，但 $P_0(t)$，即在 t 内不发生脉冲的概率，显然与 t 的大小有关。t 越小，这一概率越大。这就说明发生短时间间隔的脉冲的概率要大。

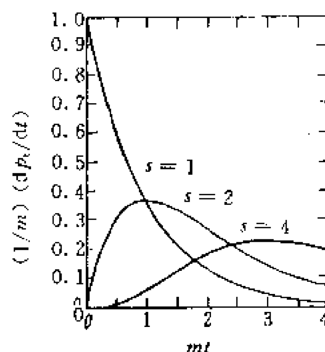


图 1.4　脉冲时间间隔的分布

t 的平均值与方差为

$$\bar{t}=\int_0^\infty t\mathrm{d}P(t)=\int_0^\infty tm\mathrm{e}^{-mt}\mathrm{d}t=\frac{1}{m} \tag{1.101}$$

$$\sigma_t^2=\int_0^\infty (t-\bar{t})^2\mathrm{d}P(t)=\int_0^\infty (t-\frac{1}{m})^2 m\mathrm{e}^{-mt}\mathrm{d}t =\frac{1}{m^2} \tag{1.102}$$

(1.101)式说明，平均时间间隔等于平均计数率的倒数。这是应该得到的结果。

还可以求出时间间隔大于或等于某个预定时间 T 的脉冲的概率 $P(t\geqslant T)$。对(1.100)式积分得

$$P(t\geqslant T)=\int_T^\infty \mathrm{d}P(t)=\int_T^\infty m\mathrm{e}^{-mt}\mathrm{d}t=\mathrm{e}^{-mT} \tag{1.103}$$

$$P(t\leqslant T)=\int_0^T \mathrm{d}P(t)=1-\mathrm{e}^{-mT} \tag{1.104}$$

若总共发生的脉冲数是 N，假定 N 是个很大的数，则其中出现间隔比 T 大的脉冲数是 $N\mathrm{e}^{-mT}$。将 $T=\bar{t}=\frac{1}{m}$ 代入时，就得到出现间隔比平均间隔大的脉冲数，占全体的 1/e。

二、包括多个脉冲的时间分布

在利用进位系数为 S 的定标器记录探测器的脉冲计数时，其输出脉冲具有怎样的时间分布呢？当输入端接收了 S 个脉冲时，输出端送出一个脉冲，我们称这样的一个输出脉冲叫"S 倍脉冲"，其相邻两个脉冲的时间间隔就是一个包括了 S 个输入脉冲的时间间隔，叫"S 倍间隔"。

一个时间为 t 的 S 倍间隔，或者说间隔为 t 的 S 倍脉冲是这样组成的，它在 t 时间内有 $S-1$ 个脉冲输入，在随后的 $\mathrm{d}t$ 时间内又有一个脉冲输入。用 $\mathrm{d}P_S(t)$ 表示 S 倍间隔为 t 的概率，按独立事件的概率乘法定理

$$\mathrm{d}P_S(t)=p_{S-1}(t)\cdot p_1(\mathrm{d}t)$$

其中 $p_{S-1}(t)$ 为 t 时间内出现 $S-1$ 个脉冲的概率，$p_1(\mathrm{d}t)$ 为在 $\mathrm{d}t$ 内出现一个脉冲的概率。它们仍由泊松分布(1.9)式可算出并代入上式得

$$\mathrm{d}P_S(t)=\frac{(mt)^{S-1}}{(S-1)!}\mathrm{e}^{-mt}m\mathrm{d}t=\frac{(mt)^{S-1}}{(S-1)!}\mathrm{e}^{-mt}\mathrm{d}(mt) \tag{1.105}$$

S 倍脉冲的平均时间间隔 $\bar{t}_S$ 和间隔 t_S 的方差 $\sigma_{t_S}^2$ 为

$$\bar{t}_S=\int_0^\infty t\mathrm{d}P_S(t)=\int_0^\infty t\frac{(mt)^{S-1}}{(S-1)!}\mathrm{e}^{-mt}\mathrm{d}(mt)=\frac{S}{m} \tag{1.106}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{t_S}^2&=\int_0^\infty (t-\bar{t}_S)^2\mathrm{d}P_S(t)=\int_0^\infty\left(t-\frac{S}{m}\right)^2\frac{(mt)^{S-1}}{(S-1)!}\mathrm{e}^{-mt}\mathrm{d}(mt)\\&=\frac{S}{m^2}\end{aligned} \tag{1.107}$$

图 1.4 中画出了 $S=1$、2、4 的 S 倍间隔的分布。当 $S=1$ 时就是输入间隔为 t 的分布。从图上可以看出，随着 S 的增大，短间隔出现的概率逐渐减小，分布趋于对称。S 倍间隔的最大概率值 t_{0S}(即出现概率为最大的那一间隔)可由下面极值条件来确定

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\frac{\mathrm{d}P_S(t)}{\mathrm{d}t}\right]=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\frac{(mt)^{S-1}}{(S-1)!}\mathrm{e}^{-mt}m\right]=0$$

解出，

$$t_{0S}=\frac{S-1}{m} \tag{1.108}$$

上式与(1.106)式比较，可以看到，随着 S 的增大，t_{0S} 趋进于 $\bar{t}_S$。这样可以看出定标器的输出脉冲在时间分布上的特点：随机的输入脉冲的间隔分布原是很不对称的，当 $S=1$ 时，$t_{0S}=0$，$\bar{t}_s=\frac{1}{m}$；经过定标器的进位后，输出脉冲在时间分布上趋向于"规则化"，进位系数 S 越大，这种规则化作用越显著。高位数的定标器甚至就成为周期脉冲。

三、分辨时间和漏计数校正

任何探测装置都不能记录射线在探测器中发生作用的所有事件。当相邻两个脉冲发生的时间间隔足够靠近后会使后一个脉冲不能引起计数，即发生漏计数。我们把能分别引起计数而又相隔最近的两个脉冲之间的时间称作装置的分辨时间。在知道了分辨时间以后，我们就可以对这些漏计数进行校正。

分辨时间原则上可以分为两种类型考虑[11]：

(1)扩展型(Paralysable)：在第一个脉冲到来之后的分辨时间 τ 内，第二个脉冲不能被记录，而且第二个脉冲还会引起同样的死时间，使得在第二个脉冲到达时刻起的 τ 时间内到来的第三个脉冲也不能被记录，即每个脉冲都使测量装置在分辨时间 τ 内失效，实际上是延续了测量装置的失效时间。在这种情况下，相邻脉冲

的时间间隔一定要大于分辨时间 τ 才能被记录。这时探测器对相邻脉冲能记录下来的概率就是相邻脉冲时间间隔大于分辨时间 τ 的概率，由(1.103)式可知，此概率为 $e^{-m\tau}$。因此，单位时间内记录到的脉冲数 n 为

$$n=me^{-m\tau}$$

式中，m 是单位时间内实际产生的平均脉冲数。如果知道了 n、τ，则可求出实际产生的计数率 m。由此式可以看到，对这种类型的分辨时间，若进入测量装置的脉冲速率 m 很大，n 可趋近于 0，即装置完全阻塞，而在 $m=1/\tau$ 时，可得到最大计数率 $n_{max}=me^{-1}=1/(\tau e)$。$m$ 与 n 的关系如图 1.5 所示。

(2)非扩展型(Nonparalysable)：在第一个脉冲到来之后的分辨时间 τ 内，第二个脉冲当然不能被记录，但是第二个脉冲不会引起分辨时间的延续，只要第三个脉冲与第一个脉冲的时间间隔大于 τ 仍可被记录，而不管它与第二个脉冲的时间间隔是多少。我们可以根据计数的泊松分布来计算实测计数率 n 与实际产生的计数率 m 之间的关系。假定在一个产生计数的脉冲所引起的分辨时间内，又有 $K-1$ 个脉冲到达，则这 $K-1$ 个脉冲将全部漏记。在 τ 时间内到达 $K-1$ 个脉冲的概率可用泊松分布算出，用 $p(K-1)$ 表示。因此，在单位时间内所记录的实际上是由 K 个脉冲组成但只作为一个脉冲记录下来的脉冲数 $C(K)$ 是

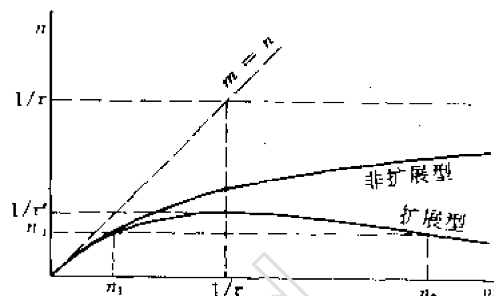


图 1.5　两种分辨时间损失模型的观测计数率 n 与实际产生的计数率 m 的函数关系变化图(引自文献[11]第 63 页)

$$C(K)=np(K-1)$$

式中，n 为记录下来的脉冲记数率，则实际产生的脉冲计数率 m 应等于各种 $C(K)$ 中包含的实际脉冲数累加起来。因此

$$m=\sum_{K=1}^{\infty}KC(K)=\sum_{K=1}^{\infty}Knp(K-1)=n\sum_{K=1}^{\infty}[(K-1)+1]p(K-1)$$

$$=n\left[\sum_{K=1}^{\infty}(K-1)p(K-1)+\sum_{K=1}^{\infty}p(K-1)\right]$$

方括号内第一和式是在 τ 时间内来到的脉冲的平均数，它应等于 $m\tau$；第二和式是在 τ 内来到的各种脉冲数的概率之和，它应等于 1，因此

$$m=n(m\tau+1)\ \text{或}\ m=\frac{n}{1-n\tau} \tag{1.109}$$

上式从物理概念上也不难理解：在单位时间内记录到 n 个计数时，总的失效时间是 $n\tau$，则在 $n\tau$ 时间内就会损失掉 $m(n\tau)$ 个脉冲数，它也就是在单位时间内漏记的脉冲数 $(m-n)$，因此

$$m-n=m(n\tau)$$

求出 m，即得到(1.109)式。

在这种类型的分辨时间下，当输入脉冲计数率 m 很大时，计数器不会堵塞，而计数 n 趋于最大值 $1/\tau$，也如图 1.5 所示。

从图 1.5 中还可以看出，在扩展型模型中，一个 n 对应着两个 m 值，m_1 与 m_2。从实验上测得的计数率究竟对应哪个 m 值可这样来判断：增大 m 值看 n 朝向变大还是变小方向移动，从而判定是 m_1 还是 m_2。

需要指出的是，实际上大多数装置的分辨时间是介于以上两种类型之间的。一般在计数率较低时，漏计数校正才有意义，此时，$m\tau\ll1$，对扩展型，从(1.108)式

$$n=me^{-m\tau}\approx m(1-m\tau)$$

对非扩展型，从(1.09)式

$$n=\frac{m}{1+m\tau}\approx m(1-m\tau)$$

两者是一致的。此时，不论探测装置的分辨时间是属于哪种类型，漏计数校正都用同样公式。当计数率很大时，两种模型都不能如实描述真实情况。

四、脉冲重迭数的计算

在有些计数装置中，小幅度的噪声和本底信号是很多的，通常用幅度甄别方法将它们去除。但由于脉冲发生的随机性，有可能在一个短的时间（和真信号的脉冲宽度相当的时间）内，有几个小信号同时发生以致堆积起来形成一个较大幅度的脉冲，这样就会造成虚假计数。为了正确估计这种虚假信号对计数的影响，可以对脉冲重迭数作个估计。

考虑这样一个问题：设脉冲的发生速率为 m，求在单位时间内，在 τ 内有 K 个脉冲发生堆积造成一个大脉冲的数目，τ 为脉冲的宽度。一个在 τ 内发生 K 个脉冲堆积的脉冲是这样的一个事件：在一个脉冲到来后的 τ 时间内又有 $K-1$ 个脉冲来到。按泊松分布，这一事件的概率 $p(K-1)$ 为

$$p(K-1)=\frac{(m\tau)^{K-1}}{(K-1)!}e^{-m\tau}$$

每单位时间内发生 K 个脉冲堆积成一个大脉冲的数目 $C(K)$ 应正比于 $p(K-1)$，或写成

$$C(K-1)=fp(K-1)$$

式中 f 为一常数。它可以这样来确定，即各堆积脉冲中组成的脉冲数累加起来等于单位时间内实际输入的脉冲总数，因此

$$\begin{aligned} m &= \sum_{K=1}^{\infty}KC(K)=\sum_{K=1}^{\infty}kfp(K-1)=f\sum_{K=1}^{\infty}[(K-1)+1]P(K-1) \\ &= f\left[\sum_{K=1}^{\infty}(K-1)p(K-1)+\sum_{K=1}^{\infty}p(K-1)\right] \\ &= f(m\tau+1) \end{aligned}$$

所以 $f=\dfrac{m}{1+m\tau}$

于是 $C(K)=fp(K-1)=\dfrac{m}{1+m\tau}\dfrac{(m\tau)^{K-1}}{(K-1)!}e^{-m\tau}$ (1.110)

发生 K_0 个以上脉冲堆积的大脉冲总数目 $C(K\geqslant K_0)$ 为

$$C(K\geqslant K_0)=\sum_{K=K_0}^{\infty}C(K)=\sum_{K=K_0}^{\infty}\left[\frac{m}{1+m\tau}\frac{(m\tau)^{K-1}}{(K-1)!}e^{-m\tau}\right] \tag{1.111}$$

习 题

1. 设测量样品的真平均计数率是 $5s^{-1}$，使用泊松分布公式确定在任 1 秒内得到计数小于或等于 2 个的概率。

2. 若某时间内的真计数值是 100 个计数，求得到计数为 104 个的概率，并求出计数值落在 96 到 104 范围内的概率。

3. 本底计数率是 $500\pm20min^{-1}$，样品计数率是 $750\pm25min^{-1}$，求净计数率及误差。

4. 测样品 8min 得平均计数率 $25min^{-1}$，测本底 4min 得平均计数率 $18min^{-1}$。求样品净计数率及误差。

5. 对样品测量了 7 次，每次测 5min，计数值如下：209，217，248，235，224，223，233。求平均计数率及误差。

6. 某放射性测量中，测得样品计数率约 $1000min^{-1}$，本底计数率约 $250min^{-1}$。若要求测量误差≤1%，测量样品和本底的时间各取多少？

7. 若要求率表指示的相对误差≤5%，在计数率分别为 10 和 $100s^{-1}$ 的情况下，时间常数应如何选择？

8. 在同一条件下对一个放射源测得的两次计数是 4012 和 4167，问按显著度 α 为 0.05 的水平，计数的差异是否正常？

9. 测得的一组数据是 1010，1018，1002，950，1060，试检验这组数据是否正常？

10. 为了探测 α 粒子，有两种计数器可供选择：一种计数器的本底为 $7min^{-1}$，效率为 0.02；另一种的本底为 $3min^{-1}$，效率为 0.016。对于低水平测量工作，应选用哪一种更好些？

11. 试判断下列一组测量值中，有无需要舍弃的数据。

1.52，1.46，1.61，1.54，1.55，1.49，1.68，1.46，1.50，1.83

12. 在光电管中，若打在光阴极上的光子数为 N，设 N 服从泊松分布；又光子在光阴极上打出的光电子数 M 服从(0,1)分布，即得到 $M=0$ 的概率为 p，$M=1$ 的概率为 $q=1-p$，利用公式(1.86)和(1.88)，证明从光阴极上打出的光电子数 Q 及其相对方差 $(\sigma_Q/Q)^2$ 为

$$Q=\overline{N}q;\quad \left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2=\frac{1}{\overline{N}q}$$

参 考 文 献

[1] W. J. Price, Nuclear Radiation Detection, 2d ed., McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1964.

[2] R. D. Evans, The Atomic Nucleus, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1955.

[3] 王祝翔，核辐射探测器及其应用，第十五章，科学出版社，1964 年。

[4] 王亦兵，核防护，1，3～4(1977)

[5] 林少宫，基础概率与数理统计，第五章，人民教育出版社，1978 年。

[6] 吴学超，冯正永，核物理实验数据处理，88～90 页，原子能出版社，1988 年。

[7] 冯师颜，误差理论与实验数据处理，科学出版社，1964 年。

[8] 张世英，刘智敏，测量实践的数据处理，484－491 页，科学出版社，1977 年。

[9] U. Fano, Phys. Rev., 72, 26(1947).

[10] H. S. Snyder, Phys. Rev., 72, 181(1947).

[11] 格伦 F. 诺尔著，李旭等译，辐射探测与测量，61～63 页，原子能出版社，1988 年。

第二章　射线与物质的相互作用

研究射线与物质的相互作用，在原子和原子核物理、固体物理、核辐射探测和防护、核技术应用和核能利用等许多领域中有着重要的意义。对许多有关物理现象的分析、解释，以及在许多有关的实际应用、研究工作中实验方案和方法的确定，都要以射线与物质的相互作用为基础。例如：

(1)射线穿过物质时，由于射线与物质的相互作用，引起射线能量损失、角度偏转和强度衰减，以及造成物质辐射损伤(例如晶格原子位移)等，这些物理量的理论计算和实验数据分析，依赖于我们对射线与物质相互作用的了解程度；

(2)从射线与物质相互作用的有关实验观察，例如，散射实验和各种核反应实验(包括重离子核反应)，能提供有关原子和原子核结构方面的知识；

(3)根据射线与物质相互作用的机制、特点，我们设计和制造各种核辐射探测器，并用这些探测器来进行核物理实验研究工作，如射线的能量测量、强度测量和各种核参数测量，以及用来寻找放射性矿藏和各种环境中的放射性水平监测、监控等；

(4)在原子能工业、核医学和核科学实验中，以及为了核反应堆的正常可靠运行，为了有效地进行核辐射防护，需要根据射线与物质的相互作用规律，选择合适的防护层和反应堆容器材料及厚度，以阻止一定能量的某种射线的穿透以防止造成损伤；

(5)根据射线与物质的相互作用，人们已广泛开展核技术在边缘学科、工业、农业和医学等方面的应用研究工作。如离子束分析技术在材料元素成分分析，离子束材料改性研究和离子注入半导体、金属材料分析，固体表面层和薄膜界面特性分析，晶格结构和辐射引起的损伤研究等方面的应用；工业上的射线探伤、测厚、料位监控，地质、油井勘探；多种材料和农作物、生物样品的辐照处理，以及肿瘤疾病的诊断和治疗等。

可见，深入了解射线与物质的相互作用机制及射线穿过物质时发生的有关现象，对了解各种射线探测器的响应特性和各种材料对射线的阻止作用，以及对分析核物理实验测量结果，都是非常有用的。因此，射线与物质的相互作用，是实验核物理工作者和从事载能粒子束研究与应用工作者必须深入了解和熟练掌握的基础知识。

我们这里所说的射线(核辐射)，泛指核衰变或核裂变放出的粒子和由加速器加速的离子或核反应产生的各种粒子，包括 α、^{3}He、p、d、t 等重带电粒子，重离子和裂变碎片，e^-、e^-等轻带电粒子，γ、X 射线，中子等。所说的物质，指各种化学元素，可以是单质，也可以是化合物或混合物；可以是气体、液体和固体状态(包括无定形、多晶和单晶体)。本章主要讨论 α、β、γ 射线及重离子与物质的相互作用，着重研究它们穿过物质时经受的能量损失、角度偏转和在物质中的吸收。至于射线能量损耗在物质中后，物质原子发生的变化，如电离、激发和辐射损伤等，则将主要在以后有关探测器原理的各章中讨论。由于 α、β 和重离子是荷电粒子，而 γ 光子是不带电的，因此它们与靶物质原子发生作用的机制不同，它们的能量损失情况和粒子被物质吸收规律就不同；即使 α、β 和重离子都是带电粒子，由于它们的质量相差很大，它们在穿透靶物质时的行为也有不同，我们将分别加以讨论。中子与物质的相互作用，主要是中子通过核反应产生次

级重带电粒子或中子诱发裂变的裂变碎片，这些二次粒子再与物质发生作用，这将留待第十一章中专门讨论。至于其它高能粒子，它们与物质相互作用的行为有其特殊性，不在本书内讨论。

第一节 带电粒子与靶物质原子的碰撞

α、β射线(或称粒子)和重离子穿过靶物质时，与靶物质原子的电子和原子核发生一系列相互作用。这些相互作用决定了带电粒子在靶物质中的命运。让我们来考察一下载能带电粒子穿透靶物质时的一般行为。

一、带电粒子在靶物质中的慢化[1~4]

当一束准直的快速带电粒子(如α粒子)，入射到靶物质(或称吸收物质和阻止物质)中，带电粒子与靶原子中的电子和与靶原子核发生库仑相互作用，主要是与靶原子中电子的碰撞。碰撞时发生动量和能量转移，入射粒子的一部分动能转移给靶原子中的电子或靶原子核。每一次碰撞时，靶原子中的电子获得的动能，相对于入射粒子的能量来讲，只是占其总能量的很小一部分，最大约为入射粒子能量 E 的 1/500，这里 E 是每个核子的能量。例如，入射粒子为 2MeV 的α粒子，每个核子能量为 500keV，单次碰撞中，靶原子中一个电子获得的最大能量为 1keV。可见，这是一种小能量转移碰撞，每次碰撞后，入射粒子能量减少不多，方向几乎没有改变。所以入射带电粒子穿过靶物质时，要与靶原子中的电子连续地发生许多次这样的小能量转移碰撞，才逐渐损失能量。同时，随着粒子速度减慢，在速度小到一定程度时，要发生电荷交换效应。低速运动粒子从靶物质中俘获电子，从而使原来高速运动时完全剥离了电子的入射粒子，其有效核电荷数随粒子速度的减小而逐渐减少。如果靶物质厚度足够大，入射带电粒子与靶原子电子或靶原子核经过许多次碰撞后(例如，一个初始能量为 1MeV 的重带电粒子，在靶物质中要经受 10^4 次弹性和非弹性碰撞)，能使入射带电粒子能量全部耗尽，成为中性原子，停留在靶物质中。带电粒子阻止在靶物质中所需时间可以从它的射程和平均速度推算出来[2]。对 MeV 量级的α粒子和质子，整个慢化过程是在 10^{-9}s(气体物质中)到 10^{-12}s(固体物质中)时间内完成的。

可见，载能带电粒子在靶物质中的慢化过程，完全是由带电粒子与靶物质原子中的电子和与靶原子核发生各种相互作用的结果。归纳起来，带电粒子与靶物质原子的相互作用有下列四种[3,4]：

(1)与核外电子发生非弹性碰撞；

(2)与原子核发生弹性碰撞；

(3)与原子核发生非弹性碰撞；

(4)与核外电子发生弹性碰撞。

这些相互作用都是入射带电粒子在靶原子的核外电子和靶原子核的库仑场中的作用。当然，入射带电粒子也可以穿过原子核的库仑位垒，与原子核发生核反应，但它对带电粒子的慢化没有影响，在这一章的讨论中，我们不涉及带电粒子核反应过程。

下面我们再仔细看一下这四种碰撞过程所引起的入射带电粒子运动状态和靶物质原子状态的变化。

二、带电粒子与靶物质原子的碰撞过程

1. 带电粒子与靶物质原子中核外电子的非弹性碰撞

当带有正电荷或负电荷的载能粒子从靶物质原子近旁掠过时，入射粒子和靶原子的核外电子之间的库仑力作用，使电子受到吸引或排斥，从而使电子获得一部分能量。如果传递给电子的能量足以使电子克服原子的束缚，那么这电子就脱离原子，成为自由电子。这时靶原子就分离成一个自由电子和一个失去了一个电子的原子——正离子，这种过程称为电离。原子最外层的电子受原子核的束缚最弱，故这些电子最容易被击出。电离过程中发射出来的自由电子，有的具有足够的动能，可继续与其它靶原子发生相互作用，进一步产生电离。这些高速的电子有时称为 δ 射线。当原子的内壳层电子被电离后，在该壳层留下空位，外层电子就要向内层跃迁，同时放出特征 X 射线或俄歇电子。

如果入射带电粒子传递给电子的能量较小，不足以使电子摆脱原子核的束缚成为自由电子，但可以使电子从低能级状态跃迁到高能级状态（使原子处于激发状态），这种过程称为激发。处于激发状态的原子是不稳定的，在激发态停留很短时间之后，原子要从激发状态跃迁回到基态，这种过程称为退激。退激时，释放出来的能量以光的形式发射出来，这就是受激原子的发光现象。

带电粒子与靶原子中核外电子的非弹性碰撞，导致原子的电离或激发，是带电粒子穿过物质时损失动能的主要方式。我们把这种相互作用方式引起的能量损失称为电离损失，或者称它为电子碰撞能量损失或非弹性碰撞能量损失。从靶物质对入射粒子的阻止作用来讲，也可称电子阻止。

2. 带电粒子与靶原子核的非弹性碰撞

入射带电粒子靠近靶物质的原子核时，它与原子核之间的库仑力作用，使入射粒子受到吸引或排斥，结果使入射粒子的速度和方向发生改变。入射粒子的这种运动状态的改变，伴随着发射电磁辐射，并使入射粒子的能量有很大的减弱。当入射带电粒子与原子核发生非弹性碰撞时，以辐射光子损失其能量，我们称它为辐射损失。α 粒子质量较大，与原子核碰撞后，运动状态改变不大。β 粒子质量较小，与原子核碰撞后运动状态改变很显著。因此，β 粒子与物质相互作用时，辐射损失是其重要的一种能量损失方式。

带电粒子与靶原子核的非弹性碰撞，除了改变粒子的运动状态、辐射光子外，α 粒子、质子和其它离子还可以使靶原子核从基态激发到激发态，这过程称为库仑激发。但发生这种作用方式的相对概率较小，可以忽略不计。

3. 带电粒子与靶原子核的弹性碰撞

在弹性碰撞中，入射带电粒子靠近靶原子核时，由于它们之间的库仑力作用，粒子同样受到偏转，改变其运动方向，但不辐射光子，也不激发原子核。在这弹性碰撞过程中，为满足入射粒子和原子核之间的能量及动量守恒要求，入射粒子损失一部分动能，能量转移给原子核，使之反冲。碰撞后，绝大部分动能仍由入射粒子带走，但运动方向被偏转。这样入射带电粒子在物质中可继续与靶原子核进行许多次弹性碰撞。由这种与靶原子核发生弹性碰撞引起入射粒子的能量损失，我们称它为弹性碰撞能量损失，或核碰撞能量损失。从靶物质对入射粒子的阻止作用来讲，也可称核阻止。带电粒子与靶原子核之间发生弹性碰撞时，原子核获得反冲能量，可以使晶格原子位移，形成缺陷，即造成靶物质辐射损伤。核阻止作用，只是在入射带电粒子能

量很低时和低速重离子入射时，对能量损失的贡献才是重要的。同样由于β粒子比α粒子轻，β粒子所受到的偏转比α粒子严重，因此β射线穿透物质时，电子散射现象严重。

4. 带电粒子与靶原子中核外电子的弹性碰撞

入射带电粒子也会与靶物质原子中的核外电子发生弹性碰撞。核外电子的库仑力作用，使入射粒子改变运动方向。当然，为满足能量和动量守恒要求，入射粒子要损失一点动能，但这种能量转移一般是很小的，比原子中电子的最低激发能还要小，电子的能量状态没有变化。实际上，这是入射粒子与整个靶原子的相互作用。因此，这种相互作用方式只是在极低能量(100eV)的β粒子入射到物质时方需考虑，其它情况下完全可以忽略掉。

以上讨论的入射带电粒子在靶物质中与靶原子的电子或原子核发生的各种相互作用方式其概率大小，对不同种类的带电粒子和粒子的不同能量区域，情况是十分不同的。而且，同一种相互作用概率大小，与不同的靶物质元素也有关系。因此，这些相互作用中的各种作用方式对入射带电粒子的阻止作用的贡献大小不同，在一定的情况下，可只考虑某一种起主要贡献的相互作用，而忽略其它的相互作用。所以，在讨论载能带电粒子与物质相互作用的时候，常常要区分“轻”带电粒子(例如，电子和正电子)和“重”带电粒子(例如，质子、氘核和α粒子等)，以及要区分快速和慢速粒子，来分别进行讨论。比氦离子更重的重离子与物质的相互作用，将在重离子与物质相互作用这一节中加以讨论。

第二节　重带电粒子与物质的相互作用

当载能重带电粒子入射到靶物质时，与靶原子发生相互作用而损失其能量。我们可以把这能量损失分成两部分：与靶原子的核外电子的非弹性碰撞能量损失和与靶原子核的弹性碰撞能量损失，即电子阻止和核阻止两部分。对于快速的重带电粒子，主要是第一部分，而第二部分可忽略不计(后者比前者小三个量级)。只是在入射重带电粒子能量很低时，才需考虑核弹性碰撞对能量损失的贡献。由于重带电粒子的质量大，与电子非弹性碰撞后运动方向几乎保持不变，因此重带电粒子在物质中运动径迹近似是直线。由重带电粒子与靶原子核的非弹性碰撞引起的辐射能量损失，也完全可以忽略掉(参见第四节中辐射能量损失)。

在本节中我们将讨论快速和慢速(或称低速)重带电粒子与靶原子中的电子非弹性碰撞引起的能量损失和极低速度时它们与原子核的弹性碰撞引起的能量损失，能量损失与入射粒子能量(粒子速度)、靶物质的依赖关系，以及带电粒子在物质中的射程等。

一、重带电粒子在物质中的能量损失[1~11]

1. 快速重带电粒子的能量损失

快速重带电粒子穿过靶物质原子电子云时，与电子发生非弹性碰撞，使入射粒子的一部分能量转移给电子，导致靶原子电离或激发。对几个 MeV 的重带电粒子，单次碰撞中转移给靶原子核外电子的能量在 1keV 以上。这能量比大多数电子在原子中的结合能要大。因此，在一级近似下，可忽略掉结合能。把核外电子看成是靶物质中一种“自由电子”，把入射带电粒子与靶原子的束缚电子之间的非弹性碰撞作用，看成是入射带电粒子与“自由电子”之间的弹性碰撞作用。我们讨论的是快速运动的重带电粒子，其速度大于靶物质原子中轨道电子运动速度。这样就可以把靶物质原子中的电子在碰撞前看成是处于“静止”状态。而且，当入射粒子的运动

子的动能应该是：

$$\Delta E_b=\frac{P_y^2}{2m_0}=\frac{2z^2e^4}{m_0v^2b^2} \tag{2.3}$$

进一步计算入射粒子在靶物质中与许多电子发生这样的碰撞所引起的能量损失。所以，必须对碰撞参量为 b 的所有电子求和，并对所有的碰撞参量 b 求和。

假定单位体积内有 N 个靶物质原子，原子序数为 Z，单位体积内的电子数就是 NZ。在沿着粒子入射方向、半径为 b、厚度为 $\mathrm{d}b$、长度为 $\mathrm{d}x$ 的圆筒体内的电子数是：

$$2\pi b\cdot \mathrm{d}b\cdot \mathrm{d}x\cdot NZ$$

于是，入射到碰撞参量为 $b\sim b+db$ 范围内的带电粒子，在物质中经过 $\mathrm{d}x$ 距离时，它要与 $2\pi b\cdot \mathrm{d}b\cdot \mathrm{d}x\cdot NZ$ 个电子发生碰撞而损失能量。这部分能量损失是：

$$\begin{aligned}\mathrm{d}E_{(b\to b+db)}&=2\pi b\mathrm{d}b\mathrm{d}xNZ\Delta E_b\\&=\frac{4\pi z^2e^4NZ}{m_0v^2b}\mathrm{d}b\mathrm{d}x\end{aligned} \tag{2.4}$$

对所有可能的 b 值，从 b 的最小值 $b_{\min}$ 到 b 的最大值 $b_{\max}$ 整个范围内求积分，就得到单位路程上的能量损失（有时也称比能量损失）为

$$\begin{aligned}\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e&=\int_{b_{\min}}^{b_{\max}}\mathrm{d}E_{(b\to b+db)}\cdot \mathrm{d}b=\frac{4\pi z^2e^4NZ}{m_0v^2}\int_{b_{\min}}^{b_{\max}}\frac{\mathrm{d}b}{b}\\&=\frac{4\pi z^2e^4NZ}{m_0v^2}\ln\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\end{aligned} \tag{2.5}$$

$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_e$ 称为电子碰撞能量损失率，或称电子阻止本领。脚标“e”表示这是由于入射粒子与电子碰撞（使原子电离或激发）所引起的能量损失率。此能量损失也可称为电离能量损失率，以 $\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{ion}}$ 表示。负号表示能量的减少。

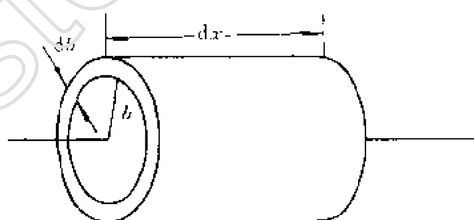


图 2.2 碰撞参量为 $b-b+\mathrm{d}b$、长度为 $\mathrm{d}x$ 的体积元

上述关于快速重带电粒子与靶物质中自由电子的碰撞图像，忽略了电子是束缚在原子中这一事实。要把电子与原子分开，所需的电离能必需计及，这样，与靶电子的碰撞过程变成非弹性碰撞。为正确的计算转移给电子的能量，需要考虑靶物质中电子的各种可能的能量状态及各种状态的布居数依赖关系。

(2.5)式中的积分限 $b_{\min}$ 和 $b_{\max}$ 值的选择，要在量子力学的基础上来考虑，在这里我们不准备讨论它，但可以从经典角度粗略地确定。很明显，$b_{\min}$ 不能等于零，$b_{\max}$ 也不能等于无穷大，否则将会得到单位路程上的能量损失是无穷大这样的结论。下限 $b_{\min}$ 与转移给电子的最大动量相联系。根据经典碰撞理论，重带电粒子与电子对心碰撞时，电子获得的最大动量等于 $2m_0v$，最大动能 $\approx 4m_0/m\cdot E=2m_0v^2$（因子 $m_0\ll m$）。所以由(2.2)式得：

$$b_{\min}=\frac{ze^2}{m_0v^2}$$

上限 $b_{\max}$ 可由电子在原子中的结合能来确定。束缚电子不是吸收任意小的能量，而是要吸收足够的能量才上升到激发态或脱离原子束缚。我们引进一个参数 I，叫平均激发能——对靶原子中各壳层电子的激发和电离能求平均。很明显，只有当电子获得的能量大于或等于平均激

速度比它的最内层轨道电子运动速度大时，认为入射粒子在靶物质中的电荷态是确定的，入射带电粒子的电荷数就等于它的核电荷数。

在作了这些假定后，我们就可以用下述经典的弹性库仑碰撞理论来讨论重带电粒子在靶物质中经过单位路程长度时的能量损失，即能量损失率。需要强调的是，由于碰撞过程是随机事件，求得的能量损失率是平均能量损失率。

设重带电粒子的质量为 m，电荷 ze，入射能量为 E，速度为 v；靶物质中的"自由电子"的质量为 m_0，电荷为 $-e$。我们在实验室坐标系中来讨论带电粒子与单个靶电子的碰撞。按经典处理方法，用碰撞参量来描述入射带电粒子与这个电子之间的弹性碰撞。

设重带电粒子在离电子的垂直距离为 b(b 称为碰撞参量)的 ox 方向射入靶物质时(如图 2.1 所示)，靶物质中的电子就受到库仑力作用而发生入射粒子与电子之间的能量转移。在一次碰撞中，从入射粒子转移给电子的能量比入射粒子能量小许多，可以认为碰撞后入射粒子仍沿直线运动，即考虑对应于大碰撞参量($b\gg R_0/2$)的碰撞。R_0 为对头碰撞时入射粒子与电子之间的最接近距离。

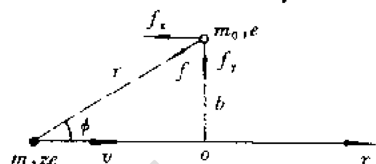


图 2.1 带电粒子与自由电子的弹性碰撞

当带电粒子离开电子的距离为 r 时，电子受到的库仑力为

$$f=\frac{ze(-e)}{r^2}=-\frac{ze^2}{r^2} \tag{2.1}$$

带电粒子掠过电子近旁的时间为 t，t 从 $-\infty$ 到 $+\infty$。在 Δt 时间内，带电粒子给予电子的动量为 ΔP，

$$\Delta P=f\Delta t$$

传递给电子的总动量为 P，

$$P=\int_{-\infty}^{+\infty} f\mathrm{d}t$$

显然，带电粒子从电子近旁掠过时，在通过最近点 0 之前和之后，库仑力的 x 方向分量 f_x 大小相等、方向相反，所以在 x 方向的总动量分量 P_x 等于零。因此，只有在垂直于运动方向的 P 的 y 分量 P_y。而库仑力的 y 分量

$$f_y=f\frac{b}{r}$$

所以，

$$P_y=\int_{-\infty}^{+\infty} f_y\mathrm{d}t=\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{ze^2b}{r^3}\mathrm{d}t$$

而 $\mathrm{d}t=\mathrm{d}x/v$，

并把 v 看成是一个常数。因为我们这里只是考虑了入射粒子与单个电子的碰撞，入射粒子速度不会由于电子的一次碰撞作用而有很大的改变，即 $\Delta v/v\approx m_0/m\ll 1$，所以可以把 v 看成常数。这样，

$$\begin{aligned}P_y&=\frac{ze^2b}{v}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{d}x}{r^3}=\frac{ze^2b}{v}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{d}x}{(x^2+b^2)^{3/2}}\\&=\frac{2ze^2}{bv}\end{aligned} \tag{2.2}$$

于是，碰撞参量为 b 时，入射带电粒子与单个电子碰撞而损失掉的能量，也就是转移给电

发能 I(即 $\Delta E_b \geqslant I$)时，才能有能量转移。因此，由(2.3)式得：

$$\frac{2z^2e^4}{m_0v^2b^2} \geqslant I$$

得到

$$b_{\max} = \frac{ze^2}{v} \cdot \left(\frac{2}{m_0 I}\right)^{1/2}$$

在 $b > b_{\max}$ 时，认为电子完全被原子束缚的，没有能量转移；而在 $b_{\min} < b < b_{\max}$ 时，电子可以被看成是自由电子。

于是，将 $b_{\min}$ 和 $b_{\max}$ 值代入(2.5)式，便得到电子碰撞能量损失率的近似表达式为：

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e \approx \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2} \ln\left(\frac{2m_0 v^2}{I}\right)^{1/2} \tag{2.6}$$

此式是从经典角度导出的。贝特从量子理论导出的能量损失率公式[3](非相对论)是：

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2} \ln\left(\frac{2m_0 v^2}{I}\right) \tag{2.7}$$

可见(2.6)式和(2.7)式仅在对数项中有些差异。

根据量子理论，并考虑了相对论和其它修正因子，推导出来的重带电粒子在靶物质中的电子阻止本领(电离能量损失率)的精确表达式(称为 Bethe-Block 公式)为：

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2}\left[\ln\left(\frac{2m_0 v^2}{I}\right) + \ln\frac{1}{1-\beta^2} - \beta^2 - \frac{C}{Z}\right] \tag{2.8}$$

式中 $\beta = v/c$，c 是光速，方括号中的第二、三项是相对论修正值。I 是靶原子的平均激发和电离能，它是能量损失率公式中的一个重要参数。对每一种靶元素的平均激发能的精确计算很难做到。通常认为它是一个由实验确定的经验参数。I 的值可近似地写成 $I = I_0 Z$，其中 $I_0 \approx 10\mathrm{eV}$ 量级。对原子序数大($Z > 13$)的靶物质，I_0 较小，$I = 9.76Z + 58.8Z^{-0.19}$(eV)；而对低 Z($Z < 13$)靶物质，I_0 稍大，$I = 13Z\mathrm{eV}$。C/Z 是壳修正项，是当入射粒子速度不能满足大于靶原子内层电子轨道速度这一条件时，束缚得很紧的内层电子不能被电离和激发(即 K、L、M 等内层电子不能参与对入射粒子的阻止作用)而引进的一项修正项。这里的 $C = C_K + C_L + C_M + \cdots$。壳修正项在入射粒子速度低时显得重要，例如，靶物质为 Al，它的 K 层电子速度为 2.8×10^9cm/sec，这与 4.1MeV 的质子的速度或与 16MeV 的 α 粒子的速度相当，因此在 $E_p < 4\mathrm{MeV}$ 时，应考虑壳修正。当入射粒子的能量非常高，例如质子能量在几百 MeV 以上时，由于介质的极化，(2.8)式的括号中还应加进一项负的修正项——电子密度修正 $\delta/2$[5]。

(2.8)式中 $(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_e$ 的单位是 erg/cm，实用上常换算成 MeV/cm。也可用单位质量厚度上的能量损失 $(-\mathrm{d}E/\rho\mathrm{d}x)_e$ 来表示[其单位是 MeV/(mg/cm²)]，ρ 是靶物质密度。

由上述的电子阻止本领理论公式即(2.8)式，可以得到以下几点结论：

(1)阻止本领只与入射粒子的速度有关($1/v^2$)，而与它的质量无关。这是由于重带电粒子质量比电子的静止质量大得多的缘故，每次碰撞转移给电子的能量约为 $2m_0v^2$。因此，只要两种入射粒子的速度相等，即具有相同的 E/m，和相等的电荷，它们的能量损失率也就相同。例如，质子与氘核，它们的 z 都等于 1，而 $m_p = 1$，$m_d = 2$(以质子质量为单位)，如果两者速度一样，即每个核子的能量 E/m 相同，那么它们在同一物质中的 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 就一样。

(2)阻止本领与重带电粒子的电荷数平方成正比。例如，α 粒子的 $z = 2$，质子的 $z = 1$，如果它们以同样的速度入射到靶物质中，那么对 α 粒子的阻止本领要比对质子的阻止本领大 4 倍。入射粒子电荷较多，能量损失就越大，因而 α 粒子穿透物质的本领较弱。

由这两个特性，我们可以得到：如果知道了质子在某一物质中的$(dE/dx)_p$与E_p的关系，就不难得到电荷为ze、质量为m(这里m以质子质量为单位)、能量为E的另一种重带电粒子在该物质中的阻止本领，它等于$z^2[dE/dx(E/m)]_p$。这里$[dE/dx(E/m)]_p$表示质子能量为E/m时的dE/dx值。在实际应用中，只要在质子的dE/dx与能量的关系曲线的能量坐标轴上乘以另一种粒子的质量数，而在曲线图的dE/dx坐标轴上乘以另一种粒子的电荷数平方，就得到另一重带电粒子的dE/dx与能量的关系曲线。这关系式对α粒子，在$E>2$MeV时才适用；对^{3}He，$E>1.5$MeV时才适用。

(3)阻止本领与靶物质的NZ有关。高原子序数和高密度物质具有较大的阻止本领。

(4)如果我们把从低能到高能的重带电粒子的阻止本领与入射粒子能量E的关系，画成图2.3所示的曲线(图中横坐标以靶物质的静止能量为单位)，可以看到，在不同的粒子能量区域，dE/dx的变化情况。在对应于曲线中的b这一能区(每个核子的能量为0.2MeV～20MeV)，(2.8)式中的第一个因子的影响占优势，方括号中的第一项缓慢变化，其它两项均较小，可忽略。所以，粗略地讲$(-dE/dx)_e \propto 1/E$，即阻止本领随入射粒子能量增加而减小。这种行为可以这样来说明：粒子碰撞时，动量的转移与带电粒子和电子作用的时间有关。带电粒子速度愈慢，掠过电子附近的时间就愈长，电子获得的动量也就愈大，因此入射粒子的能量损失率就愈大。在这能量区域中，当粒子速度变低时，由于内层电子对dE/dx无贡献和入射粒子俘获电子的概率增加，它的有效电荷减少，使得曲线随能量的减小，上升变慢(dE/dx增加很少)，甚至到达一定能量时，dE/dx反而随能量减少而减小，dE/dx曲线在靠近$500I$的能量处有一最大值。许多文献中给出这最大值出现在粒子速度为$v_0 z^{2/3}$附近($v \approx 3v_0 z^{2/3}$)，这里v_0为玻尔速度。对α粒子，最大值出现在0.6～1.0MeV之间。(2.8)式仅适用于在这最大值以上的能区。在对应于图中曲线的c这一高能区(每个核子能量大于20MeV，$v \to c$)，方括号中的相对论项起作用，使阻止本领缓慢上升，在小于$3mc^2$附近的能量处有一宽的极小值。而在低能区(每个核子能量小于0.2MeV)，对电离能量损失有贡献的电子数目更少，壳修正量太大；同时，入射粒子俘获电子概率增大，粒子的有效电荷减少，这区域中的$(-dE/dx)_e$与v成正比，曲线很迅速地往原点方向下降。这就是图中曲线的a区域。上述阻止本领公式(2.8)式在此能区(包括在靠近曲线的极大值附近)不适用，对于这个能区的阻止本领要用另外的公式来描述。这将在下面讲到低速粒子的能量损失时进一步讨论。

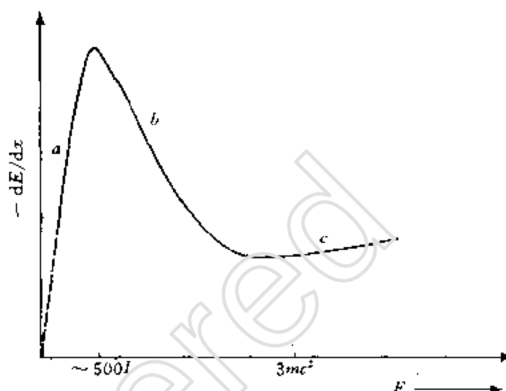


图2.3 电离能量损失率随粒子能量的变化[4]

2. 低速重带电粒子的能量损失

当重带电粒子的速度低于轨道电子的平均速度($v < v_0 z^{2/3}$)时，入射粒子与靶物质之间的电荷交换效应变得很重要，离子从靶物质中俘获电子，因而离子的中性化概率变得很大。这时必须考虑外层电子对核库仑场的屏蔽，即考虑入射离子的有效电荷减少。低速时，离子与靶原子碰撞的最接近距离增大，离子只能激发或电离靶原子的最外层的一些电子。林哈德等人在理论上(称LSS理论[6,8,12])得出：

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e = z^{1/6} 8\pi e^2 N a_0 \frac{z \cdot Z}{(z^{2/3}+Z^{2/3})^{3/2}} \cdot \frac{v}{v_0} \tag{2.9}$$

式中 a_0 是玻尔半径。由(2.9)式可见，在离子速度小于 $v_0 z^{2/3}$ 的低能区，离子的电子阻止本领随离子速度减小而减小。在很低能量时，离子中性化了，电子阻止本领已趋近于零，另一种能量损失过程——核阻止起重要作用。图 2.4 表示了从低能到高能整个能量范围阻止本领与离子速度或离子能量的关系。实线为总的能量损失，虚线为电子阻止贡献，点线为核阻止贡献（见(b)中插图）。我们看到在高速区[(2.8)式适用区域]，$(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_e \propto 1/v^2$，速度稍低时($\sim 2zv_0$)，应考虑壳修正。在低速区，$(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_e \propto v$，这是低速区的最为显著的特点。在中速区尚无合适的理论计算公式，实际使用时都是一些实验数据的拟合公式。[13-15]

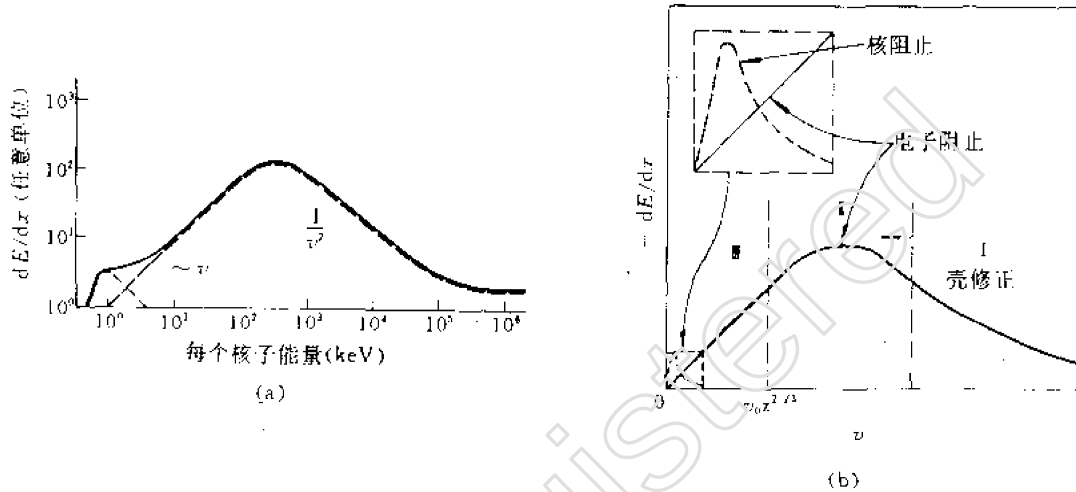


图 2.4 阻止本领与离子速度或能量的关系

3. 能量损失的布拉格相加法则

把(2.8)式和(2.9)式的电子阻止本领$\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e$除以靶物质单位体积内的原子数 N，便得

$$\Sigma_e = -\frac{1}{N}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e \tag{2.10}$$

因为是与电子碰撞引起的能量损失，Σ_e 称为电子阻止截面。由于快速入射粒子的核阻止截面 Σ_n 可忽略，Σ_e 就是每个原子的阻止截面 $\Sigma(\Sigma=\Sigma_e+\Sigma_n)$，它的单位是每原子 eV·cm²。采用 Σ_e 的好处是便于比较周期表中不同元素的能量损失。在原则上讲，电子阻止与靶物质原子中电子态有关，因而相同元素的不同状态的物质，必定有不同的阻止截面；再有，靶物质中的原子的化学结合性质也影响电子态，因而也影响电子阻止本领，但这些影响极小，通常可以忽略，认为原子阻止截面与阻止物质的物理状态和物理条件（如压力等）无关，而对不同的阻止物质，Σ 值却有很大的不同。但在低能量时和对轻元素靶物质（这种物质电子数目很少），要考虑这些影响。例如，有人测量过，E_α<1MeV 时，He 离子在某一元素的固相物质中的 Σ 值比相同元素的气相物质中的 Σ 值低百分之几[7,15]。

各种物质对不同能量的质子和 α 粒子的阻止本领、原子阻止截面，已有详细的实验数据和

理论计算值(半经验公式计算或拟合值等),应用时可查阅有关资料[13~16]和使用有关计算机程序[17],文献[14,15]是目前最常用的。图 2.5 是 α 粒子在硅中的原子阻止截面。图 2.6 是重带电粒子在硅中的阻止本领。

对于化合物(或混合物),它们的阻止截面,可按布拉格相加规则,由化合物的各组成成分的原子阻止截面乘上权重因子相加而得。例如,某一化合物 X_aY_b,是由 a 个 X 原子和 b 个 Y 原子构成,那么每个化合物的分子阻止截面 $\Sigma_{X_aY_b}$ 就是:

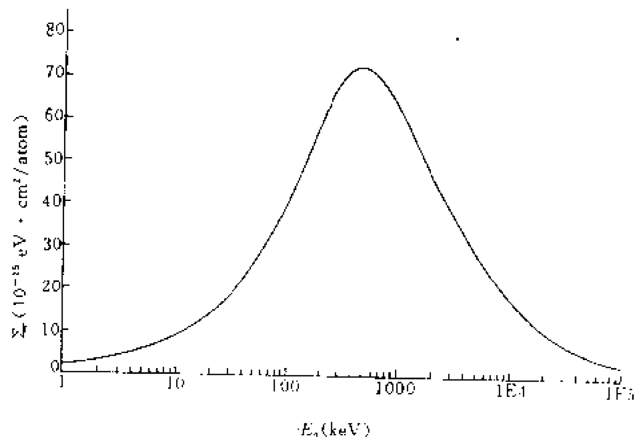


图 2.5 α 粒子在硅中的原子阻止截面与能量的关系[15]

$$\Sigma_{X_aY_b}=a\Sigma_X+b\Sigma_Y \tag{2.11}$$

式中 Σ_X 和 Σ_Y 分别为 X 和 Y 的原子阻止截面。单位体积中的化合物分子数为 $N_{X_aY_b}$,则 $(-dE/dx)_{X_aY_b}=N_{X_aY_b}\cdot\Sigma_{X_aY_b}$。如果用单位质量厚度上的能量损失来表示,则求化合物分子的阻止本领的布拉格相加规则为

$$(-dE/\rho dx)_{X_aY_b}=W_X(dE/\rho dx)_X+W_Y(dE/\rho dx)_Y \tag{2.12}$$

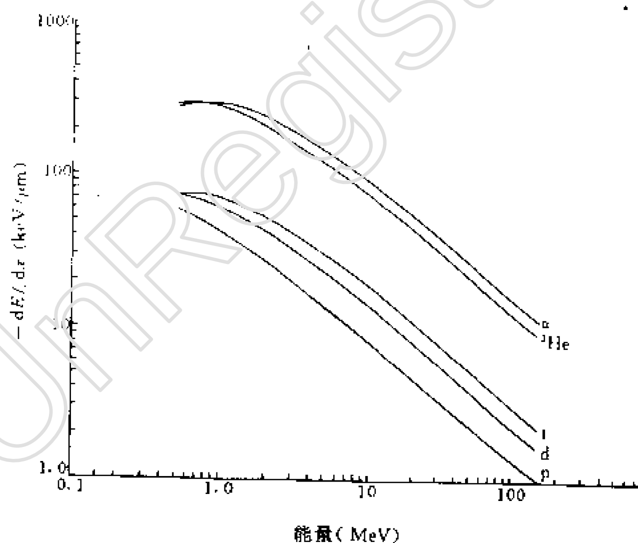


图 2.6 重带电粒子在硅中的阻止本领与能量的关系

式中密度 ρ 分别用化合物、单质元素 X 和 Y 的 ρ 代入,W_X和 W_Y分别为 X 原子和 Y 原子在化合物中的重量百分比(权重因子)

$$W_X=\frac{aM_X}{aM_X+bM_Y}$$

和

$$W_Y=\frac{bM_Y}{aM_X+bM_Y} \tag{2.13}$$

这里 M 是原子重量。

同理可推广到二种以上元素组成的化合物或混合物的情况。布拉格规则认为，组成化合物分子的各个原子之间是互不相关的（即忽略了结合能效应），每种原子的平均电离能也不因为在化合物分子中而改变的。因此，布拉格相加规则是一个近似，一般只在中、高能粒子入射到中、重靶物质情况下适用。例如几百 keV 以上的质子和 MeV 量级的 α 粒子，布拉格规则在 1% 内是正确的。曾有人用 1－2MeV 的 ^{4}He 离子打在金属合金和化合物上做实验，发现与这一规则是一致的。粒子速度在阻止本领曲线峰值附近时，布拉格相加法则的偏离最大。当在气体有机化合物、氧化物、氮化物或其他气体元素的化合物情况下，布拉格规则出现偏离，误差可达 10%。但在低能时，化合物中原子化学效应影响布拉格规则的正确性，分子阻止截面实验值低于原子阻止截面之和，相差百分之几[7]。因为在低速时，只是靶原子外层的价电子参与电子阻止，而正是这些价电子在原子形成分子时，结合得更紧，所以在化合物状态时，这些电子对能量损失的贡献小一些。在粒子速度较高时，价电子的电离电位的微小变化，对总的阻止截面不会引起很大的变化。

需要强调的是，在以上讨论电子阻止本领时，我们并没有区分靶物质是单晶体还是无定形材料，而是都看作为无定形靶物质。但是，当用单晶体靶物质做实验，发现沿单晶体原子行列或原子平面小角度入射的离子具有异常的贯穿本领（即经受的能量损失减少）。这表明离子与单晶体靶物质发生相互作用事件概率与入射离子束和晶轴或晶面相对取向有关，这种方向效应称为离子沟道效应[11,18]。发生沟道效应时（离子束入射方向与晶轴或晶面间夹角小于一临界角度），离子轨迹被限制在单晶体原子行列和原子平面之间。这时离子是在低电子密度区运动，经受电子碰撞概率减少，因而离子的能量损失异常的低。而当离子随机入射时（入射角大于沟道临界角），这与入射到无定形固体情况一样，碰撞参量是随机分布的，阻止本领与方向无关。不同离子和不同单晶体及不同取向，沟道离子的 $\frac{dE}{dx}$ 值大小各异。例如，3MeV 质子在贯穿 33μm 的 Si 单晶体时，(111)和(110)晶面方向的 $\frac{dE}{dx}$ 值是随机方向的 1/2。

4. 核阻止本领

在前面讨论高速和低速重带电粒子的能量损失时，只是考虑了与靶原子的电子碰撞引起的电离损失（电子阻止），认为入射粒子与靶物质原子核的弹性碰撞引起的能量损失（核阻止），相对于入射粒子与电子的非弹性碰撞引起的能量损失来讲是不重要的。我们可以粗略地估算一下这时的核阻止本领的大小。设靶原子半径为 a，快速的质子和 α 粒子与靶原子核碰撞的最接近距离 R_0 远小于 a。入射粒子以碰撞参量 $b(b<a)$ 入射，与靶原子核库仑场作用（不考虑靶核被核外电子的屏蔽作用），转移能量给靶原子核。采用前面计算电子阻止本领相类似的步骤，我们得到入射粒子经过 Δx 距离时，与靶核碰撞引起的平均能量损失为

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_n=2\pi N\int_0^a \Delta E_b\cdot b\cdot db \tag{2.14}$$

式中 N 为单位体积内的靶原子核数，积分上限为 a，脚标 n 表示核阻止本领，ΔE_b 为碰撞参量为 b 的入射粒子与靶原子核碰撞一次转移的能量，

$$\Delta E_b=\frac{2z^2Z^2e^4}{m_2v^2}\cdot\frac{1}{b^2+\left(\frac{R_0}{2}\right)^2} \tag{2.15}$$

m_2 为靶核质量。于是，

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_n=\frac{4\pi z^2Z^2e^4N}{m_2v^2}\int_0^a\frac{b\cdot\mathrm{d}b}{b^2+\left(\frac{R_0}{2}\right)^2}$$

$$=\frac{4\pi z^2Z^2e^4N}{m_2v^2}\ln\frac{2\sqrt{a^2+\left(\frac{R_0}{2}\right)^2}}{R_0}$$

$$=\frac{4\pi z^2Z^2e^4N}{m_2v^2}L_n \tag{2.16}$$

式中 L_n 表示对数项。把(2.7)式的电子阻止本领改写成如下形式：

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e=\frac{4\pi z^2Ze^4N}{m_0v^2}L_e \tag{2.17}$$

二式之比为：

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_n\Big/\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e=\frac{m_0Z}{m_2}\cdot\frac{L_n}{L_e}\approx\frac{m_0}{2m_p}\cdot\frac{L_n}{L_e}$$

$$\approx\frac{1}{4000}\cdot\frac{L_n}{L_e} \tag{2.18}$$

m_p 为质子质量，对高速($v\gg v_0$)粒子，$L_n/L_e\sim 2$，所以这时核阻止本领与电子阻止本领之比为1/2000。可见，入射粒子速度大时，核阻止作用确实可以忽略掉。在图2.4中，速度 $v\gg v_0$ 时，电子阻止本领曲线与总的能量损失曲线基本上是一致的。有人作过计算，即使质子能量 $E_p=$ 10keV 时，在Si中的$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_n$占总能量损失的16%。所以，对p和α粒子，只是在很低能量时($v\ll v_0$)，才需考虑核阻止的贡献(见图2.4中的插图)。这时核阻止作用的贡献，可以与电子阻止作用的贡献相比较，甚至能超过电子阻止作用的贡献。当入射离子是低速重离子时，核阻止作用就显得重要了。这将在第三节讲重离子能量损失时进一步讨论。

5. 能量歧离现象

在前面讨论重带电粒子能量损失时，我们已知道带电粒子是与靶物质原子中的电子和靶原子核发生许多次碰撞而损失能量的。对任何一个特定的入射粒子来说，它沿着径迹所经受的碰撞次数及每次碰撞时所转移的能量都是随机变化的。对一束具有相同能量的入射粒子来讲，它们在靶物质中碰撞过程的统计涨落，使能量损失有一分布(也就是相同能量的入射粒子，在靶物质中穿过同一距离后，这些粒子的能量损失不是相等的)。我们前面所说的能量损失是对所有入射粒子求平均而得到的平均能量损失，而每一个别粒子的能量损失是在这平均值附近涨落。这种能量损失的统计分布称为能量歧离[4,11,19]。象前面讨论能量损失那样，也可以划分快速粒子和低速粒子，以及电子阻止和核阻止等不同情况来分别讨论入射粒子的能量歧离。我们在这里简单的提一下能量歧离大小。在快速区，粒子与电子碰撞次数的涨落，造成能量损失在平均能量损失附近涨落，能量损失分布的均方偏差为：

$$\sigma_e^2\approx 4\pi z^2e^4NZ\Delta x \tag{2.19}$$

从此式可以看到，能量歧离与入射粒子能量无关，它的均方根值随靶物质中单位面积内的电子密度 $NZ\Delta x$ 的平方根成正比。在低能区，核碰撞能量损失统计分布的均方偏差：

$$\sigma_n^2=4\pi z^2Z^2e^4\left(\frac{m_1}{m_1+m_2}\right)^2N\Delta x \tag{2.20}$$

其中 m_1、m_2 分别为入射离子和靶原子质量。σ_e^2 和 σ_n^2 之比为：

$$\sigma_e^2/\sigma_n^2=\frac{1}{Z}\left(\frac{m_1+m_2}{m_1}\right)^2 \tag{2.21}$$

对于 p、α 粒子，主要是 σ_e 的贡献。能量损失的歧离分布可以用高斯分布来描写。[11,19]

所以，当一束单能重带电粒子入射到靶物质上，在表面时，能量分布很窄，越到靶子深部，平均能量越来越小，能量分布越来越宽。例如，3MeV 的单能质子束，穿过 3.3mg/cm² 的金箔后，能量减小了 0.117MeV，而能量分散性增加 5 倍（穿透前谱线的半宽度 FWHM 是 6.5keV，穿过物质后是 34.4keV），如图 2.7 所示。在进行核物理实验测量时，特别是能谱分析时，应考虑这种谱线展宽现象。

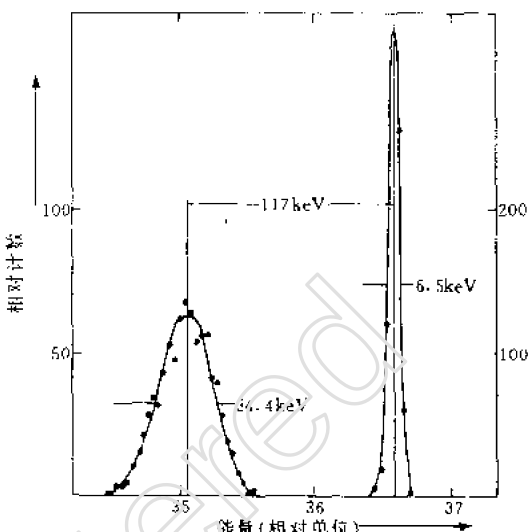


图 2.7 质子穿过薄吸收体前后的能谱[4]

二、重带电粒子在物质中的射程

1. 比电离

重带电粒子穿过靶物质（也称吸收体）时，使物质原子电离，产生电子-离子对。这是入射粒子直接引起的电离，称为原电离。电离过程中放出的 δ 电子，具有几千电子伏的动能，它可以进一步引起原子电离，产生更多的电子-离子对，称为次电离。在吸收体中总的电离是这两部分电离之和。

由(2.8)式和(2.9)式已知重带电粒子在物质中单位路程上的能量损失是与粒子速度、粒子的电荷态有关的，所以单位路程上产生的电子-离子对数目也就与粒子速度和电荷态有关。同种粒子，速度慢的在单位路程上产生的电子-离子对数目较多；速度相同的粒子，电荷态高的，在单位路程上产生的离子对数目较多。因此，重带电粒子贯穿物质时，从路程的开始端到路程的末端（粒子速度等于零），一路上所产生的电子-离子对数目分布是不均匀的。我们把单位路程上的离子对数目称为比电离，以 S 表示。图 2.8 是 α 粒子和质子的比电离测量结果。当粒子接近它的路程末端时，比电离达到最大值，这对应于电离损失率的最大值。越过峰值之后，由于粒子能量几乎耗尽，比电离骤然下降，很快就降到零。比较图中给出的 α 粒子和质子的比电离曲线，可见 α 粒子的电离本领比质子要大。

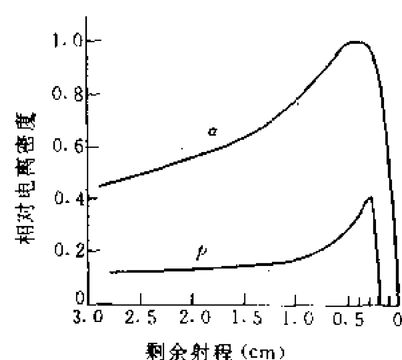


图 2.8 α 粒子和质子的比电离测量结果。吸收物质为 15℃，压力 10^5Pa 的标准状态下的空气。α 和质子的初始速度相同，α 粒子的比电离最大值为每毫米 6600 对，质子为每毫米 2750 对[3]。

2. α 粒子的射程

带电粒子在物质中运动时，不断损失能量，待能量耗

尽，就停留在物质中。它沿原来入射方向所穿过的最大距离，称为入射粒子在该物质中的射程，以 R 表示。应当指出，“射程”和“路程”是两个不同的概念。射程（投影射程）是指入射粒子在吸收物质中，沿入射方向从入射点到它的终止点（速度等于零）之间的直线距离，亦即沿入射方向穿透的深度。而路程则是入射粒子在吸收体中所经过的实际轨迹的长度。一般路程大于射程，路程在入射方向上的投影就是射程。

重带电粒子的质量大，它与核外电子非弹性碰撞和它与原子核的弹性碰撞作用，不会导致入射粒子的运动方向有很大的改变，它的轨迹几乎是直线，因此可以认为射程近似地等于路程长度。如果在整个能量范围内的 dE/dx 已知，粒子的路程长度可由能量损失率从初始能量 E_0 到末端能量（等于零）积分而得到

$$R=\int_0^{E_0}\frac{dE}{(-dE/dx)} \tag{2.22}$$

但在入射粒子能量低时，路程长度和射程之间有些差异，能量越低，差异越大，而且对不同吸收物质，这种差异大小也不同。特别是当粒子沿着单晶体靶物质的晶轴或晶面方向入射时，由于发生沟道效应，沟道离子的 $\frac{dE}{dx}$ 值变小，所以这时的射程比随机入射时长。

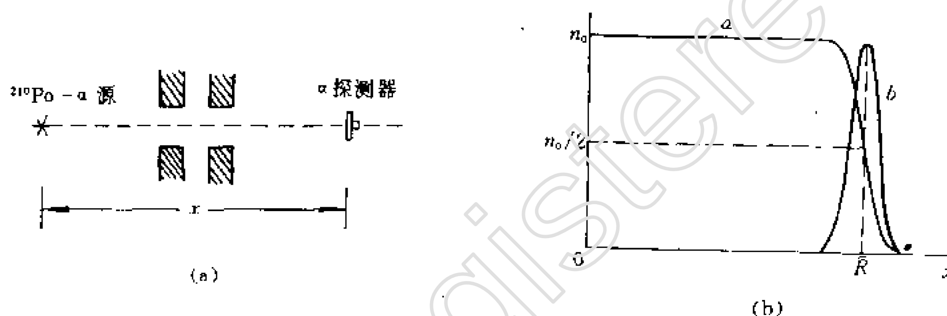


图 2.9　测量 α 粒子在空气中的射程的实验装置和测量结果（示意图）

图 2.9(a) 画出了测量 α 粒子在空气中的射程的实验装置。一端放置一个 α 放射源，α 射线经准直器准直后进入 α 粒子探测器进行计数，探测器可沿 α 粒子的出射方向移动。改变探测器离源的距离，测量 α 粒子的计数率，即可得到图 2.9(b) 中所示的曲线 a。在开始一段距离时，计数率保持不变，表明 α 粒子没有被空气吸收。当增加到一定距离时，计数率很快下降，一直降到零。这表示 α 粒子贯穿了这一距离的空气层被吸收掉，全部停留在 $x=\bar{R}$ 附近的区域内。距离为 $\bar{R}$ 时，α 粒子的计数降至原来的一半。

对曲线 a 求导数，便可得到曲线 b。在 x—$x+dx$ 范围内，α 粒子数的变化为 $-dn=n(x)-n(x+dx)$，这 dn 个 α 粒子停留在 x 附近。因此，曲线 b 代表单位路程上的 α 粒子数的变化按路程的分布，称为微分曲线。它表示大多数 α 粒子停留在 $x=\bar{R}$ 处，$\bar{R}$ 就是 α 粒子在空气中的平均射程。由于碰撞过程的统计涨落，不仅引起能量歧离，而且还造成粒子在物质中的射程歧离现象，即能量相同的入射粒子束，它的射程长度有一分布，个别粒子的射程是在平均值附近涨落的。对 p、α 等重带电粒子，射程涨落的大小是平均射程值的百分之几。相同速度的 p 和 α 粒子，在同一物质的射程相同，但质子的射程歧离是 α 粒子的射程歧离的两倍。对低速的离子，电子阻止对射程歧离的贡献可忽略，主要是核阻止过程决定着射程歧离。另外，一束具有相同入射

方向的带电粒子，与靶核碰撞而产生小角度偏转。在靶物质中穿过一定厚度时，许多次碰撞结果，导致粒子角度偏转有一分布。多数沿着入射束方向出射，部分粒子偏离原来方向，向两侧出射，即存在着角度(运动方向)歧离，可用角度偏转的均方值[4]来表示。对于 3MeV 的质子，穿过 0.68mg/cm^2 的铝薄片后，能量损失掉 60keV，角度偏转的均方值为 1°；而当这能量的质子穿过 1.37mg/cm^2 的铝片时，$\Delta E=12$keV，$\bar{\theta}=1.4°$。能量为 7MeV 的质子束，准直后通过 55mg/cm^2 的铝吸收片后，质子能量减小到 4MeV，角度歧离为 $\bar{\theta}=5°$。

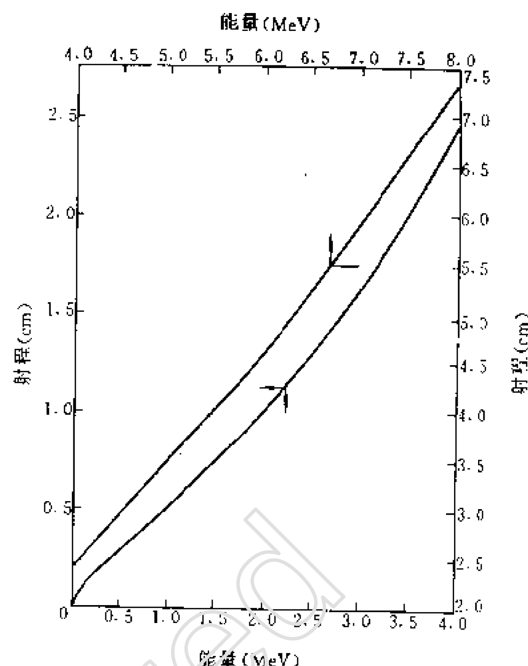


图 2.10 α粒子在标准温度和压强的空气中的射程-能量关系[2]

我们测量或计算的射程都是指平均射程 $\bar{R}$ 而言。射程的单位可用 cm 或 mg/cm^2 表示。对于 ^{210}Po 的 5.3MeV 的 α 粒子，在标准状态下的空气中，$\bar{R}=3.84$cm。α 粒子在空气中的射程与能量关系见图 2.10。图 2.11 为 α 粒子在不同物质中射程与能量关系曲线，而图 2.12 是不同重带电粒子在硅材料中的射程与能量关系曲线。α 粒子、质子在不同物质中的射程与能量关系有图表可查[13,15]，也有计算机程序可计算，其中 TRIM 程序[17]已被广泛应用。

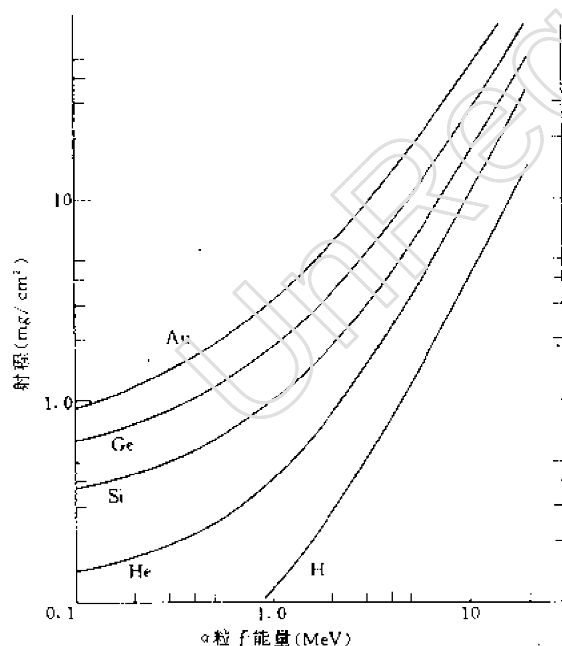


图 2.11 α粒子在几种不同物质中的射程-能量关系[2]

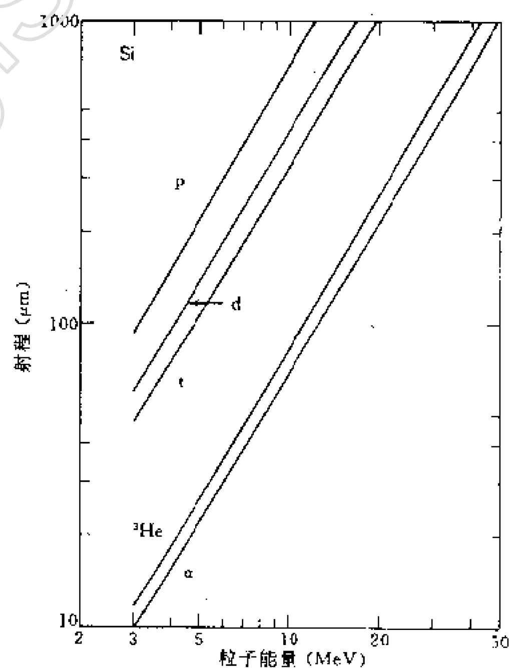


图 2.12 重带电粒子在硅中的射程-能量关系[2]

TRIM(Transport of Ion in Matter 的缩写)程序是一个用 Monte Carlo 模拟载能离子在无定形靶中慢化和散射的计算机程序。已发展用来确定离子射程、损伤特性,以及背散射和透射离子的角度和能量分布。该程序的阻止本领计算中,把核阻止和电子阻止认为是相互独立的。低能端采用 LSS 理论,高能端用 *Bethe-Block* 公式,两者之间的能区用内插方法得到。对低能核散射,采用更实际的原子势来描述,这样允许快速和精确估计核碰撞引起的能量损失和离子方向。在高能时,很容易适当的延长碰撞之间的自由程,这样允许花费有限的计算机时间考虑一些较高能量问题。TRIM 程序适用于大量的离子-靶(包括化合物靶和多层膜靶)组合系统的计算,入射离子的能量范围为 0.1MeV 到几个 MeV。TRIM 计算结果与实验测量值和其他理论计算结果符合得很好。自 1980 年至今,不断有新的版本出现。在许多场合,常用 TRIM 程序来快速计算离子在靶物质中的阻止本领和射程,以及它们的歧离(分布)。当计及离子在靶物质中的碰撞级联过程时,TRIM 程序计算可提供损伤(位移原子)分布、能量沉积分布等信息。这一程序不只是对重带电粒子适用,也可用来计算重离子在靶物质中的碰撞问题。

第三节　重离子与物质的相互作用

由于重离子核反应方面的研究工作和半导体材料、金属材料中离子注入研究及重离子束表面层分析工作等迅速开展,迫切需要了解重离子与靶物质相互作用的行为和重离子在物质中的阻止本领数据。下面就对这些问题作些讨论。

所谓"重离子",是指 $z>2$ 的所有失去了部分电子的原子(正离子),或有过剩电子的原子(负离子),一般都是指正离子。有时把裂变碎片也归并在这儿一起讨论。

我们前面讲重带电粒子与靶物质原子相互作用,主要是入射粒子(如质子和 α 粒子这种快速轻离子)的原子核与靶原子中电子和靶原子核之间的库仑作用。当一定电荷态的重离子穿过靶物质时,除了上述的入射离子的原子核与靶原子电子和靶原子核之间的作用外,还有靶原子核与入射离子中束缚电子之间的库仑作用,以及入射离子中的电子与靶原子中电子之间的相互作用。离子的束缚电子与靶原子电子之间的相互作用,对阻止本领的贡献是很小的,只是在重离子速度很低时,才予考虑。当离子速度大时,主要是通过电离(包括多重电离)、激发靶原子过程使离子慢化。所以重离子在物质中的能量损失机制,与质子、α 粒子等重带电粒子的能量损失机制相比较,原则上讲没有本质的不同。如果离子能量很高,离子的核外电子完全被剥离时,前面讲的能量损失率公式(2.8)式也是适用的。但由于重离子的内层电子束缚得很紧,一般不能使重离子的轨道电子全部剥离,离子的电荷态并不等于它的核电荷数。而且,当重离子穿过靶物质时,离子的电荷态要发生变化。这与前面讨论的快速运动的 p 和 α 粒子时的情况不同。在讨论快速质子和 α 粒子的能量损失时,通常认为可以忽略的一些因素(主要有两方面因素:①电荷交换效应,②核阻止作用),却起着重要的作用。

一、电荷交换[5,20]

离子在靶物质中慢化时,与靶原子的每一次碰撞中,有一定的概率使离子失去电子,或者离子从靶物质中俘获电子。这种现象就是离子在物质中的电荷交换效应。如果入射离子的初始电荷态为 q,一次碰撞后,离子的电荷态变成 q',发生这种失去电子和俘获电子过程的截面大小为 $\sigma(q,q')$。单次碰撞中失去或俘获一个电子的过程,其截面大小与入射离子速度和它的

核电荷有强烈的依赖关系，与靶物质的核电荷关系不是太大。通常一次碰撞中失去一个电子或俘获一个电子的过程，即$|q-q'|=1$的过程最为重要，单次碰撞中发生$|q-q'|>1$的过程的概率较小(实验证明，一次碰撞中同时失去几个电子的过程是可能的，但同时俘获几个电子的过程可能性极小)。下面我们定性地来描述离子电荷态随离子速度的变化情况。

当入射离子的速度大大超过它的核外电子的轨道速度时，离子进入靶物质后，它的核外电子很快被剥离，剩下一个没有束缚电子的裸原子核，在靶物质中继续前进。因为这时离子速度大，离子与靶原子的每一次碰撞中，离子从靶物质中俘获一个电子的概率很小，而且一旦俘获之后，在下一次碰撞时又将失去电子，这种概率较大。由于离子与靶物质原子中电子的许多次非弹性碰撞，离子逐渐损失能量。在离子的速度接近于被俘获的那个电子的轨道速度时，俘获电子的概率增大，而失去电子的概率减小。当离子速度慢到比第一次所俘获的电子的轨道速度还要小时，俘获电子的概率很大，而失去电子的概率接近于零。所俘获的电子就束缚在离子上，离子的电荷态比原来减少一个单位电荷量。同时，离子在这个速度时，俘获第二个电子的概率逐渐增大，而相应的失去电子的概率减小。随着离子速度的进一步减小，离子保留住这第二个俘获电子的概率就增加。离子速度比所俘获的第二个电子的轨道速度小时，这个电子又被束缚在离子上，离子电荷态又减少一个单位电荷量。当离子速度继续减小时，按同样的道理，离子俘获第三个电子，然后俘获第四个电子，等等。由于离子中各壳层的电子轨道速度从内层向外层递次减小，当离子速度逐渐降到与它的各壳层的电子轨道速度相对应的速度时，就接连地逐次俘获电子。最先是K层电子俘获，然后是L、M层等，最后，离子的速度达到比束缚得最松的电子的轨道速度还要小时，入射离子变成中性的离子，即原子。这时它主要通过与靶原子核的碰撞而损失能量(即核阻止作用)，而转移给靶原子电子的能量已很小。这种中性化的离子达到它的热运动速度，或与靶物质原子结合成化合物时，就停留在靶物质中。

可见，离子俘获电子和失去电子的概率，完全由离子在物质中的速度和离子中电子的轨道速度之比决定。如果离子速度比电子在离子的束缚态中的轨道速度小的话，电子就被离子俘获，束缚在离子上，离子的电荷态改变。这时所对应的速度称为临界速度。一般地，对于电荷态为q的离子，玻尔定义的临界速度为$qv_0/z^{1/3}$，此处$v_0=c^2/\hbar$，等于2.2×10^5cm/sec，它等效于每个核子能量为25keV。例如，对于某一离子的第K层电子，临界速度约等于zv_0，对于最外层的电子，临界速度约等于v_0。

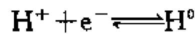
离子与靶物质之间的这种电荷交换现象的存在，使离子的电荷态发生变化。当电荷态单一的一束离子穿过的靶物质厚度较薄($\sim\mu g/cm^2$)时，虽然经受多次碰撞，但因每一次与靶原子电子碰撞中，能量转移很少，故能量几乎没有损失，离子速度基本保持不变。这种速度的离子在这一薄层中经受许多次碰撞后，失去电子和俘获电子过程统计竞争结果，它的电荷态分布达到平衡，即离子束中任一特定的电荷态成分q_i的比例不再因碰撞而改变。以$F(q)$表示离子具有某一电荷态q_i的相对比例，则离子束在平衡态时的平均电荷态$\bar{q}$就可写为：

$$\bar{q}=\sum_{i=0}^{n}F(q_i)\cdot q_i \tag{2.23}$$

平衡的电荷态分布近似为一高斯分布。但由于单次碰撞中，多电荷交换(失去或俘获几个电子)概率(较小)的存在，以及靶物质原子壳层效应的影响，使平衡电荷态分布出现非对称性。当离子穿透较厚的靶物质层，逐渐损失能量时，随着离子的慢化，平衡电荷态分布发生变化，$\bar{q}$随之而连续地变化。平衡电荷态分布与离子速度、离子种类有关($\bar{q}/z\approx v/v_0\cdot z^{2/3}$)。也与靶物质

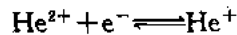
状态有关，离子穿过固体靶材料得到的电荷态大于穿过气体靶材料得到的电荷态[20]。但与离子的初始电荷态成分无关，与靶物质的原子序数也没有关系。离子在靶物质中的电荷交换过程十分复杂，到目前为止，还没有完善的理论能定量地计算运动离子的动态电荷态问题，通常是由实验和半经验关系确定。

以上讨论的离子贯穿靶物质时发生电荷交换效应，泛指所有的轻离子和重离子情况。事实上，即使象质子和 α 粒子，在低能时也存在电荷交换效应。对于质子，



$$H^{+}+e^{-}\rightleftharpoons H^{0}$$

质子俘获电子的临界速度所对应的能量 $E_p=25\text{keV}$。在 $E_p<200\text{keV}$ 时，实际上就存在电荷交换效应，$<100\text{keV}$ 时，俘获电子的概率增大，在 $E_p=25\text{keV}$ 时，俘获的电子就被束缚在离子上了。通常认为 $E_p>200\text{keV}$ 时，氢离子的电子完全剥离。对于 α 粒子，



$$He^{2+}+e^{-}\rightleftharpoons He^{+}$$



$$He^{+}+e^{-}\rightleftharpoons He^{0}$$

α 粒子俘获电子的临界速度所对应的能量 $E_\alpha=\frac{1}{2}m_\alpha v^2=2m_p(zv_0)^2=400\text{keV}$。通常在 $E_\alpha<2\text{MeV}$ 时，就存在电荷交换效应；在 800keV 时，电荷交换就很严重了。根据离子有效电荷概念，当 $E_\alpha=1.7\text{MeV}$ 时，有效电荷为 1.883；$E_\alpha=0.65\text{MeV}$ 时，为 1.5。所以，在讨论质子、α 粒子等重带电粒子穿透物质时，只有在粒子能量很低时才需考虑这种电荷交换效应；在能量较高的情况下，是不予考虑的。而对重离子来说，这种效应很重要。即使在十分稀薄的靶物质中，例如在 $1.3\times10^{-3}\text{Pa}$ 的真空条件下，重离子穿过时，也会发生电荷交换。对于中子诱发的重核裂变和重核自发裂变产物——重裂变碎片，由于它失去可多达 ~20 个电子，所以它们的有效电荷很大，因此在吸收体中能量损失率大，速度很快降低。当裂变碎片在消耗能量降低速度的同时不断俘获电子，使其有效电荷随之减少，导致能量损失率减少。这种因素超过由于离子速度降低引起的能量损失率增加，结果造成裂变碎片的能量损失率随其能量的降低而减少。这是裂变碎片不同于质子、α 粒子等径迹的一个重要特性。

二、重离子的电子阻止本领[4~9,21]

重离子通过靶物质时，离子电荷态的连续改变，使重离子的能量损失计算比较困难。通常分三个离子速度（或能量）区来讨论重离子的电子阻止本领（或阻止截面）：

（1）高速区，离子速度 $v>3V_F$，这里 V_F 是靶电子的费米速度。固体的 V_F 大体与 v_0 相近（所有固体的 V_F 在 $0.7v_0$ 到 $1.3v_0$ 之间）。对应的能区为每原子质量单位（amu）$>200\text{keV}$。

（2）低速区，离子速度 $v<V_F$，对应的能区为每原子质量单位 $<25\text{keV}$。

（3）中速区，$V_F<v<3V_F$，对应的能区为每原子质量单位 25～200keV。

先讨论高速重离子的电子阻止本领。对快速的、电子被部分剥离了的重离子，可以用离子的有效电荷概念来讨论重离子的能量损失问题。设原子序数为 z，速度为 v 的重离子，在原子序数为 Z 的靶物质中的有效电荷 $z^*(v,Z)$，它与离子核电荷的关系为 $z^*(v,Z)=z\gamma(v,Z)$，γ 称为有效电荷比例。这样，从相同速度的轻离子（例如质子）在同一靶物质中的电子能量损失公式出发，便可计算有效电荷为 γz 的重离子在这靶物质中的能量损失。这种方法有时称为“标度法”或“重离子的标度规则”。为得到准确的重离子阻止本领数据，要有十分可靠的轻离子阻止本领的基本数据。质子和 He 阻止本领实验数据比其他轻离子的多，而且 He 和质子的数据也

很自洽。故在重离子能量损失的标度法中，一般采用质子的阻止本领作为依据。

根据我们前面讨论电子阻止本领公式(2.8)式时曾提到的性质(2)，具有相等速度的不同电荷态的粒子，它们的电子阻止本领仅与它们的 z^2 之比有关，在我们这里就是重离子的有效电荷 $(\gamma z)_h^2$ 和质子的 $(\gamma z)_p^2$ 之比，即

$$\frac{\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_h(v,Z)}{\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_p(v,Z)}=\frac{(\gamma z)_h^2}{(\gamma z)_p^2} \tag{2.24}$$

式中 $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)(v,Z)$ 表示速度为 v 时在靶物质 Z 中的能量损失，下脚标 h 表示重离子，p 表示质子。质子在固体中的电荷态是知道得十分清楚的，总是 $\gamma=1$。因此，

$$\begin{aligned}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_h(v,Z)&=(\gamma z)_h^2\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_p(v,Z)\\&=\gamma^2z^2\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_p(v,Z)\end{aligned} \tag{2.25}$$

式中把 $(\gamma z)_h$ 简单写成了 γz。(2.25)式把重离子的能损与等效的质子的能损联系起来了。把(2.25)式改写成：

$$\gamma^2=\left(\frac{1}{z}\right)^2\cdot\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_h\Big/\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_p \tag{2.26}$$

由实验测量到的重离子能量损失率，与具有相同速度的质子穿过相同物质所具有的能量损失率 $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_p$ 作比较可求得重离子的有效电荷比例参数 γ。对大量的实验数据作拟合后，已有经验公式可计算不同能量时的 γ 值[22]。或者，当由实验测定的电荷态分布已知时，可计算出 γ 值。

对于低速重离子，理论预言和实验证实它在固体中的电子阻止本领与离子的速度成正比关系[4,9][参见(2.9)式]。

对于中速重离子的电子阻止本领，理论处理时考虑得更仔细。例如，确定中速重离子的电子是否剥离(即确定离子电荷态)，不是将离子的电子速度与离子速度作比较(前面讲玻尔判别条件是作这样比较的)，而是将离子的电子速度与离子和介质的电子之间的相对速度作比较(在离子速度远大于介质的电子速度时，这两种判别剥离的概念是相同的)；把离子与靶原子电子的碰撞划分为与离子直径范围外的靶电子碰撞和与贯穿离子电子云的靶电子碰撞(这时离子的有效电荷增加，能损增大)。理论上有中速重离子的有效电荷比例 γ 的表达式。这样，采用重离子能量损失标度法规[(2.25)式]，就可以求得中速重离子的电子阻止本领。

重离子的能量损失数据，可参考文献[21,23～24]。在文献[24]中，对各种 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 表作了评估。图 2.13 给出了几种重离子在 Al 中的阻止本领曲线。

三、重离子的核阻止本领[8,9]

在上一节里我们简单地估计了轻离子的核阻止本领。现在我们来进一步讨论低能重离子的核阻止问题。低速时，离子通过电子俘获，电荷态已接近中性，离子的原子核库仑场被它的核外电子所屏蔽；而且在这低速时，离子与靶原子核碰撞的最接近距离增大，离子不能穿透到更靠近靶核的部位，靶原子核库仑场也被部分电子所屏蔽。由于离子和靶原子两个核的复杂的电子屏蔽，使计算离子-原子碰撞能量转移复杂化。理论处理时，要采用一定形式的离子与靶原子

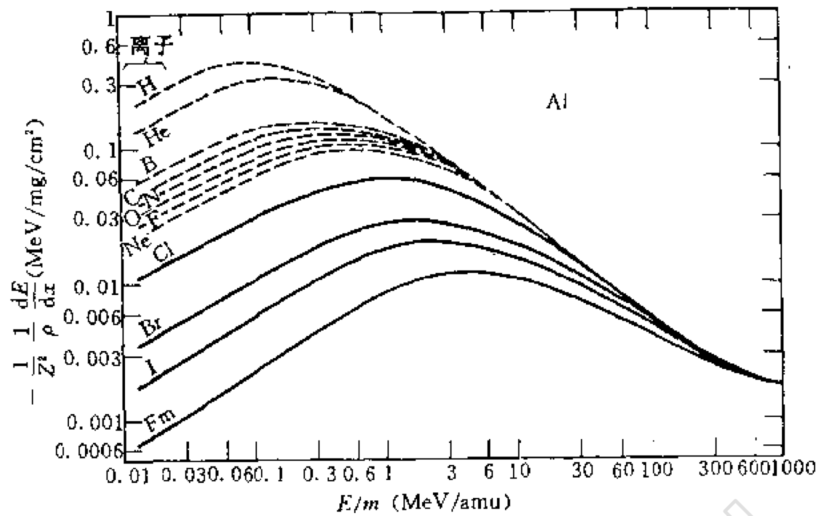


图 2.13　几种重离子在 Al 中的阻止本领曲线[21]

间的屏蔽库仑势来描述离子与靶原子核的碰撞。入射离子与靶原子核之间的碰撞，可以看作是二个自由粒子之间的弹性碰撞（实际上，不只是靶原子核，而是整个靶原子参与碰撞），导致离子能量损失和角度偏转。但在最末了的碰撞中，不能看作是完全自由的，那时必须考虑靶物质的化学结合能（～10eV）。

在质心坐标系中，两个原子的屏蔽库仑碰撞时从入射原子（即离子）转移到靶原子的能量 T 是离子的初始能量 E 和碰撞参量 b 的函数：

$$T=\frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}E\sin^2\frac{H^*}{2} \tag{2.27}$$

式中 m_1、m_2 分别为离子和靶原子质量，H^* 是质心系中的离子散射角度，它与相互作用势、碰撞参量、质心能量有关。对所有的碰撞参量求和，就得到核阻止本领

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_n=N\int_0^{\infty}T(E,b)2\pi b\mathrm{d}b \tag{2.28}$$

式中 N 是靶原子密度。b 的最大值 b_{max} 为两碰撞原子半径之和，大于这值时，相互作用势为零，$T=0$。b 的最小值为零，即对头碰撞，这时 $T_{max}=\frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}E$。林哈德等人用托马斯-费米模型来确定屏蔽效应，然后推导出核阻止本领公式[6,22]。以无量纲物理量 ε 和 ξ 为单位来表示的折合（约化）核阻止本领表达为：

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_n=\frac{E}{\varepsilon}\cdot\frac{\xi}{x}\cdot\left(-\frac{d\varepsilon}{d\xi}\right)_n \tag{2.29}$$

式中

$$\varepsilon=E\cdot am_2/[zZe^2(m_1+m_2)] \tag{2.30}$$

称为入射粒子的折合能量，a 为屏蔽半径，$a=a_0\cdot 0.8853(z^{2/3}+Z^{2/3})^{-1/2}$，玻尔半径 $a_0=5.29\times10^{-9}$cm；

$$\xi=x\cdot 4\pi a^2N\frac{m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} \tag{2.31}$$

称为折合靶厚度；

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{d\xi}\right)_n=\frac{1}{\varepsilon}\int_0^{\varepsilon}f(\xi)d\xi \tag{2.32}$$

$f(\xi)$是计算中的一个函数。当 $\varepsilon\geqslant10$ 时，

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{d\xi}\right)_n=\frac{1}{2\varepsilon}\ln(1.29\varepsilon) \tag{2.33}$$

为比较这能量区域中的核阻止的贡献与电子阻止的贡献大小，我们把(2.7)式的电子阻止本领也以无量纲量 ε 和 ξ 为单位来表达，从而得到

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{d\xi}\right)_e=k\varepsilon^{1/2} \tag{2.34}$$

式中 $k=z^{1/6}\frac{0.08z^{1/2}Z^{1/2}(A_1+A_2)^{3/2}}{(z^{2/3}+Z^{2/3})^{3/4}A_1^{3/2}A_2^{1/2}}$

A_1 和 A_2 分别为入射离子和靶原子的质量数。当 $z\geqslant Z$ 时，$k\approx0.1\sim0.2$；$z\ll Z$ 时，$k>1$。图 2.14 给出了 $d\varepsilon/d\xi$ 与 ε 的关系曲线，实线为$(d\varepsilon/d\xi)_n$，虚线为不同 k 值时的$(d\varepsilon/d\xi)_e$。可以看到，电子阻止本领随离子速度减小而减小，一直降到零；而核阻止本领，随着速度减小，先是很快增加($\sim1/v^2$)，在很低速度($v\ll v_0$)时，特别是对 $k<1$ 的情况，核阻止作用占优势，达到最大值后，然后趋向于零。但对 $k>1$ 的情况(例如质子轰击硅靶时的 $k=2.08$)，除能量极低时以外，电子阻止仍占优势。

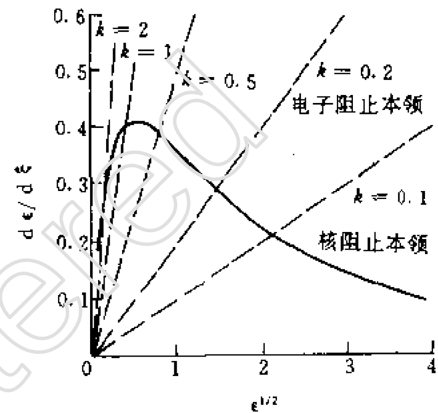


图 2.14　低能量时重离子的核阻止和电子阻止本领曲线

在实际应用中，也可用 *Ziegler* 等人[9]给出的普适核阻止截面 $S_n(E)$公式：

$$S_n(E)=\frac{8.462\times10^{-15}zZm_1S_n(\varepsilon)}{(m_1+m_2)(z^{0.23}+Z^{0.23})} \tag{2.35}$$

式中，约化能量 ε 为：$\varepsilon=\frac{32.53m_2E}{zZ(m_1+m_2)(z^{0.23}+Z^{0.23})}$ (2.36)

约化核阻止 $S_n(\varepsilon)$为：

当 $\varepsilon\leqslant30$ 时，

$$S_n(\varepsilon)=\frac{\ln(1+1.1383\varepsilon)}{2[\varepsilon+0.01321\varepsilon^{0.21226}+0.19593\varepsilon^{0.5}]} \tag{2.37}$$

当 $\varepsilon>30$ 时，

$$S_n(\varepsilon)=\frac{\ln(\varepsilon)}{2\varepsilon} \tag{2.38}$$

四、重离子的射程

重离子特别是低能重离子的射程，在离子注入和离子束表面材料改性研究中是十分重要的一个参量。已有许多射程计算公式和数据表发表[21,23,24]。最完善的是离子射程的 LSS 理论。这一理论从原子-原子碰撞统计模型出发，发展了电子阻止和核阻止的分析表达式，统一处理低能重离子的阻止和射程；并建立起粒子输运方程，求解最终的离子统计分布问题。它给出离

子的平均投影射程和射程歧离。也可用 Morto Carlo 模拟计算离子射程(如我们已在前面提到 TRIM 程序)。

第四节　β射线与物质的相互作用

这一节里我们讨论轻带电粒子(包括β射线、单能电子以及正电子)与靶物质的相互作用。电子质量小,所以它在物质中的能量损失情况和运动轨迹与重带电粒子相比很不一样。电子与靶原子的作用,主要引起电离能量损失、辐射能量损失和多次散射。电子在物质中的运动径迹则十分曲折。

一、电子的能量损失[2~4,10,13]

1. 电离损失

快电子通过靶物质时,与原子的核外电子发生非弹性碰撞,使物质原子电离或激发,因而损失其能量,这与重带电粒子情况相类似。电离损失(电子碰撞能量损失)是β射线在物质中损失能量的重要方式。但由于入射电子质量与跟它发生相互作用的靶原子轨道电子质量一样,一次碰撞损失很大部分能量(最大能量转移可为电子能量的一半,大多数情况下的平均能量转移为几个 keV)。碰撞后入射电子运动方向有较大的改变。由非弹性碰撞所引起的电子能量损失的表达式,在低能时为

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e=\frac{4\pi e^4}{m_0v^2}NZ\left[\ln\frac{2m_0v^2}{I}+1.2329\right] \qquad (2.39)$$

式中各物理量的定义与(2.8)式的一样。

在高能时,应考虑相对论效应,表达式为

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_e=\frac{2\pi e^4NZ}{m_0v^2}\Big[\ln\frac{m_0v^2E}{2I^2(1-\beta^2)}-\ln 2(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2)$$
$$+(1-\beta^2)+\frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2\Big] \qquad (2.40)$$

式中 E 为入射电子的动能(总能量－静止能量)。

我们可以看到,(2.39)式与重带电粒子的能量损失率(2.7)式(非相对论)相比,差别仅在于方括号中的第二项。电子的$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_e$也是与粒子的速度平方成反比。在能量相同的情况下,电子的速度比α粒子的速度大得多,因而电子的电离损失率比α粒子要小得多。而它穿透物质的本领比α粒子大得多。图 2.15 给出了电子和α粒子在硅中的 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 值的比较。

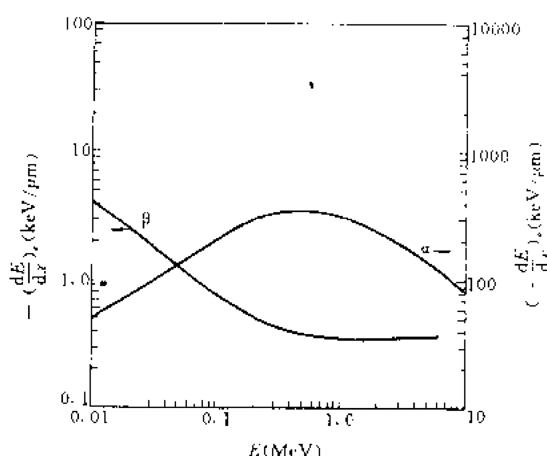


图 2.15　电子和α粒子在硅中的 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 值

由于β粒子的能量损失率较小,所以β粒子的比电离值较小,即β粒子的电离本领是较弱的。例如,4MeV 的α粒子,在水中每微米能产生 3000 对电子-离子对,而 1MeV 的β粒子

每微米只产生 5 对。

2. 辐射损失

β粒子穿过物质时，除了使原子电离或激发损失能量外，还有另一种损失能量的方式——辐射损失。这是β粒子与物质原子的原子核非弹性碰撞时产生的一种能量损失。根据经典电磁理论，当带电粒子接近原子核时，速度迅速减低，会发射出电磁波(光子)，这种电磁辐射叫韧致辐射。例如，入射带电粒子受到靶物质原子核库仑场的作用，使它的运动速度大小和方向发生变化，即有加速度时，总是伴随着发射电磁波。如 X 光管中，电子束打到钨靶上就产生韧致辐射(X 射线)。电子加速器的高能电子束轰击靶子产生韧致辐射。

根据电磁理论，电磁波的振幅正比于加速度，而加速度正比于入射带电粒子和原子核之间的库仑力，即加速度$\propto zZe^2/m$。因此，电磁辐射的强度(对各种能量的光子积分)，正比于振幅的平方(即$\propto z^2Z^2/m^2$)。根据量子电动力学可以得出，韧致辐射引起的辐射能量损失率有如下的关系：

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_r \propto \frac{z^2Z^2}{m^2}NE \tag{2.41}$$

式中 m 是入射粒子的质量；E 为入射粒子能量；z 和 Z 分别为入射粒子的电荷数和靶物质的原子序数；N 为单位体积中物质的原子数。脚标 r 表示辐射损失。对于电子，有下列关系式：

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_r = \frac{NEz(z+1)e^4}{137m_0^2c^4}\left(4\ln\frac{2E}{m_0c^2}-\frac{4}{3}\right) \tag{2.42}$$

式中 c 为光速。从(2.41)式可以看到：

(1)辐射能量损失率与 z^2 成正比，与 m^2 成反比。因此，电子的辐射损失率，或电子的韧致辐射强度比α粒子、质子和重离子要大得多。例如，在速度相同的情况下，α粒子和质子的韧致辐射是电子的 10^{-6}。因此，对重带电粒子和重离子的韧致辐射引起的能量损失完全可以忽略不计。

(2)辐射能量损失率与 Z^2 成正比。表明电子打到重元素靶物质中，容易发生韧致辐射。这一特性对选择合适的材料来阻挡β粒子很重要。因为电离损失率与 Z 成正比，从电离损失考虑，采用高 Z 元素来阻挡β粒子；然而，这会产生很强的韧致辐射，反而起不到防护作用，所以应采用低 Z 元素防护β粒子。例如，2MeV 的电子，它的辐射损失占总的能量损失的比例，在有机玻璃中只占 0.7%，而在铅中占 8%。

(3)辐射能量损失率与粒子能量 E 成正比。这点与电离损失是不同的，所以电子能量低时，电离损失占优势；能量高时，辐射损失变得重要了。在相对论能区，辐射损失与电离损失之比值为：[3]

$$\frac{(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_r}{(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_e}=\frac{ZE}{800} \tag{2.43}$$

式中能量 E 用 MeV 为单位。图 2.16 给出了电子在几种靶物质中两种能量损失的比较。电子的总的阻止本领为碰撞损失(电离损失)和辐射损失之和。

从(2.43)式可以得到：对于铅，$Z=82$，当 $E_\beta>10\text{MeV}$ 时，两种能量损失的相对重要性明显变化。而对于水和空气，当 $E_\beta>100\text{MeV}$ 时，两种损失的贡献大小明显不同。对于常用的β放射源，电子能量不过几个兆电子伏，因此主要的仍是电离损失。由电子加速器引出的电子束，能量较高，而且束流较大，因此韧致辐射强度很强。

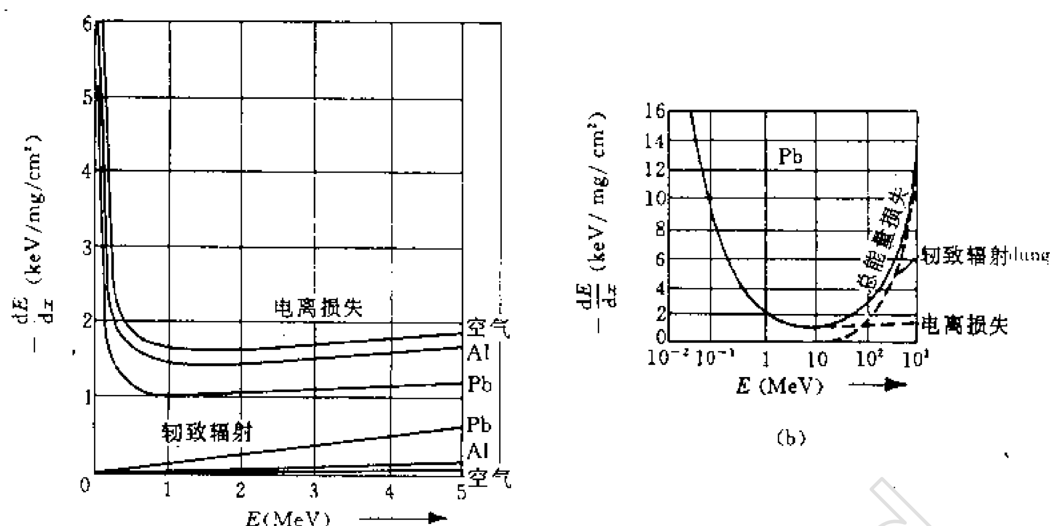


图 2.16　电子的辐射损失和电离损失[4]

在韧致辐射过程中，入射电子原来的动量由原子核、光子和被偏转的电子三者之间分配，所以韧致辐射光子可以具有任何动量值，对应的光子能量 $h\nu$ 是连续谱，这里 h 是普朗克常数，ν 是电磁波的频率。能量从零到最大值等于电子的动能，故韧致辐射又称连续 X 射线。能量低时，光子带走的动量较小，所以光子向各个方向发射；能量高时，光子倾向于前向发射。图 2.17 给出了电子在铍和金中的韧致辐射强度（对所有能量的光子积分）的角分布。

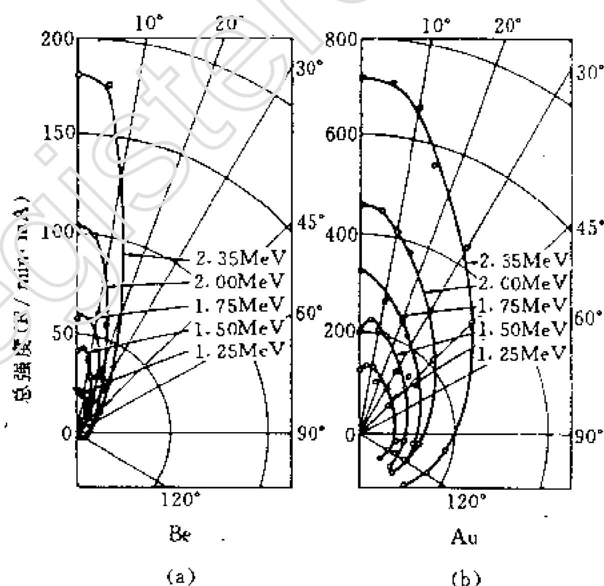


图 2.17　电子在铍和金中的韧致辐射的角分布[4]

带电粒子穿过物质时发射电磁辐射的现象，除了韧致辐射外，还有另一种辐射过程——切伦科夫辐射。这是带电粒子使原子暂时极化，当退极化时，发射光子。这种切伦科夫辐射将在第六章中叙述。

二、电子的散射

β 粒子与靶物质原子核库仑场作用时，只改变运动方向，而不辐射能量，这种过程称为弹性散射。由于电子的质量小，因而散射角度可以很大（与 α 粒子相比，β 粒子的散射要大得多），而且会发生多次散射，最后偏离原来的运动方向。同时，入射电子能量越低，及靶物质的原子序数越大，散射也就越厉害。β 粒子在物质中经过多次散射，其最后的散射角可以大于 90°，这种

散射称为反散射。进入吸收物质表面(例如探测器的入口窗)的电子,能从表面散射回来,因而造成探测器对这部分电子的漏计数;或者,电子从源衬托材料上反散射进入探测器,使计数增加。图 2.18 显示了单能电子垂直入射到不同材料表面上的反散射系数。纵坐标 η 为反散射电子与入射电子强度之比。低能电子在高原子序数 Z 厚样品物质上的反散射系数高达 50%以上。在实验中,宜用低 Z 物质来做源的托架,以减少反散射对测量结果的影响。然而,β 粒子的反散射也可用来进行金属薄层(如镀层)的厚度测量。

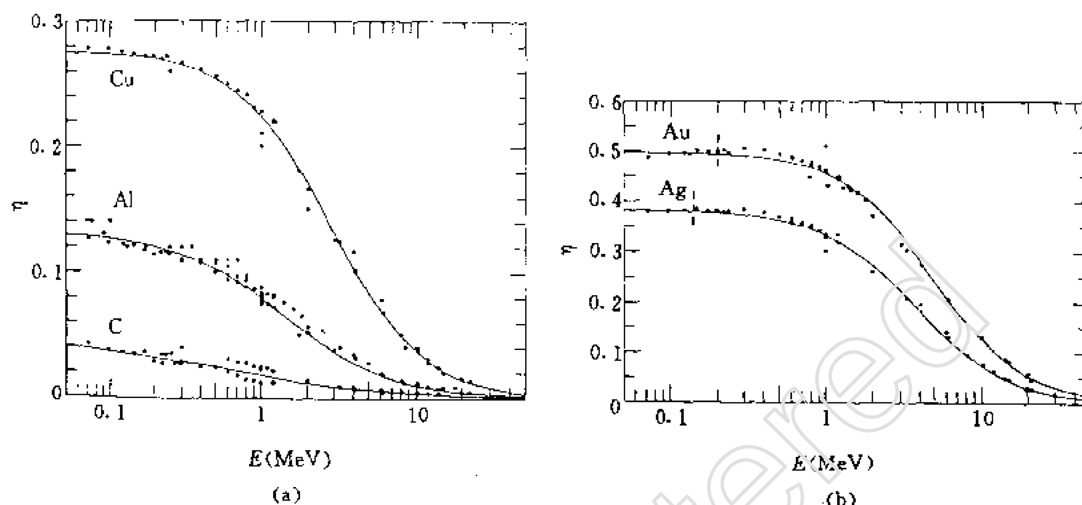


图 2.18　单能电子在不同靶物质上的反散射系数(垂直入射情况)[2]

三、β 射线的射程和吸收

β 粒子和重带电粒子在物质中的射程有着显著的差异。首先,β 粒子的能量损失率比 α 粒子小,因此它比 α 粒子具有更大的射程。例如,在空气中,能量为 4MeV 的 β 射线,射程是 15m;而相同能量的 α 粒子,射程只有 2.5cm。此外,α 粒子与靶原子电子多次碰撞逐渐损失能量,几乎是直线行走的,只是在射程末端与靶原子核的碰撞才使径迹有些偏离直线,因而 α 粒子有确定的射程(平均射程)概念。α 粒子的射程与径迹长度近似相等,粒子数只是在平均射程附近有明显的吸收。只是由于能量歧离效应,存在射程歧离现象。而对电子来讲,射程概念不象重带电粒子时那样确切。由于电子质量小,在电离损失、辐射损失和与核的弹性散射过程中,电子运动方向有很大的改变,这样使 β 粒子穿过物质时走过的路程十分曲折,因而路程轨迹长度远大于它的射程。一束准直的单能电子入射到靶物质中后,由于能量损失的统计涨落较大和多次散射现象,电子的射程的不确定性大大增加。射程歧离可达射程值的 10%～15%。歧离效应较大是因为在入射电子与靶原子电子的非弹性碰撞和在辐射能量损失中,能量转移总是较大所致。

β 射线或单能电子束穿过一定厚度的吸收物质时,强度减弱的现象叫吸收。图 2.19(a)是观察 β 射线吸收现象的实验装置示意图。让 β 射线穿过吸收片后,到达探测器。记录它的强度随吸收片厚度的变化,作图得到吸收曲线。

先讨论单能电子束。由于电子的散射厉害,即使吸收片很薄时,有部分电子也会偏离原来的入射方向,不能到达探测器;只有方向改变小的那些电子才能到达探测器被记录,所以单能电子的吸收曲线(图 2.19(b))一开始就立即下降。图中纵坐标为透射率,以线性坐标表示。当吸收片厚度增加时,电子能量不断损失,散射偏转越来越大,到达探测器的电子数越来越少,渐

渐趋近于零(在实验测量时,探测器计数趋近于本底计数)。单能电子的吸收,粗略地是随厚度线性变化的。它与单能 α 粒子的吸收曲线很不一样,(见图 2.9)。一般把单能电子的吸收曲线的线性部分外推到零,来定出电子的射程——外推射程 R_0,单能电子的 R_0 与电子能量的关系,只能用经验关系式表示[1]。电子束的平均射程$\overline{R}$(强度降至 1/2 时的吸收片厚度)近似等于平均路程$\overline{S}$的一半,而$\overline{S}=\int\left(-\frac{dE}{dS}\right)^{-1}dE$。如果我们测量单能电子通过吸收片后的能量,则得到如图 2.20 所示的曲线。可见,电子通过物质时,不仅能量减小,而且能量歧离现象很严重。

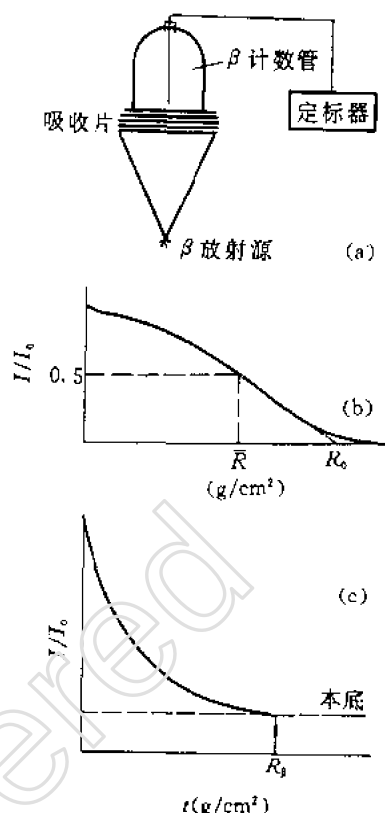


图 2.19 观察 β 射线的吸收现象的实验装置和吸收曲线

对于 β 粒子,能量连续分布,它的吸收曲线与单能电子的吸收曲线有明显的不同。即使吸收片很薄时,β 谱中能量低的电子很快被吸收,因此,β 吸收曲线的开始部分斜率变化更大。对 β 谱中每一小能量间隔内的电子,可以认为它遵循线性吸收规律,但由于 β 谱中电子能量连续分布,和不同能量的电子其吸收曲线的斜率不同,线性迭加结果,对 β 谱的主要部分来讲,吸收曲线近似地为指数曲线,如图 2.19(c)所示。因此,对 β 粒子没有确定的电子射程可言。可以用与 β 射线能谱中电子最大能量 $E_{\beta max}$所对应的射程来表示 β 射线的射程,称 β 射线的最大射程 R_β。在吸收曲线上外推到净计数为零的地方,与横轴交点即为 R_β,β 吸收实验中的本底计数是由放射源伴随的 γ 射线,以及 β 粒子打在周围介质上引起韧致辐射产生的计数。把 β 射线的吸收曲线画在半对数纸上,是一条直线,形状与单能电子的线性吸收曲线形状大体相同。

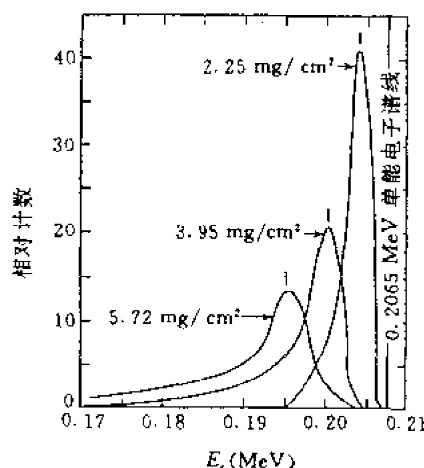


图 2.20 单能电子($E_\beta=0.2065$ MeV)穿过云母后的能谱[3]

β 粒子的最大射程与其最大能量之间的关系也只能用经验公式表示,这样的经验关系式同样适用于单能电子情况。对于铝吸收体,β 粒子射程与能量之间有下列经验公式[4]:

当 $0.15\text{MeV}<E_{\beta max}<0.8\text{MeV}$ 时,

$$R_\beta=0.407E_{\beta max}^{1.38} \tag{2.44}$$

当 $3\text{MeV}>E_{\beta max}>0.8\text{MeV}$ 时,

$$R_\beta=0.542E_{\beta max}-0.133 \tag{2.45}$$

其中,$E_{\beta max}$为 β 电子最大能量,单位为 MeV,R_β 的单位为 g/cm²。射程用质量厚度为单位,可以避免直接测量薄吸收体线性厚度所带来的较大的误差,而面积和重量的测量误差可以较小。另外,与在讨论重带电粒子的能量损失与射程时一样,在讨论电子的能损和射程时用质量厚度来表示靶厚度是很有用的。粒子穿过相同质量厚度的不同吸收物质时,与粒子发生

碰撞的电子数目大体相同，所以用质量厚度表示时，对 Z 相差不是太大的靶物质，其阻止本领($dE/\rho dx$)和射程大体是相同的，$dE/\rho dx \propto Z/A$，对绝大多数元素，$Z/A \approx 1/2$。对那些原子序数相近的物质(例如空气、铝、塑料和石墨等)，尽管它们的密度差异很大，射程值(以质量厚度为单位)却近似相同。这样，关于射程-能量的经验公式(2.45)式就不仅对铝适用，而且对于那些原子序数和铝相近的物质也都近似适用了。图 2.21 给出了电子在铝和硅中的射程和能量关系。在参考文献[25]中，给出了各种能量的电子和正电子在元素和化合物中的 dE/dx 及射程数据。

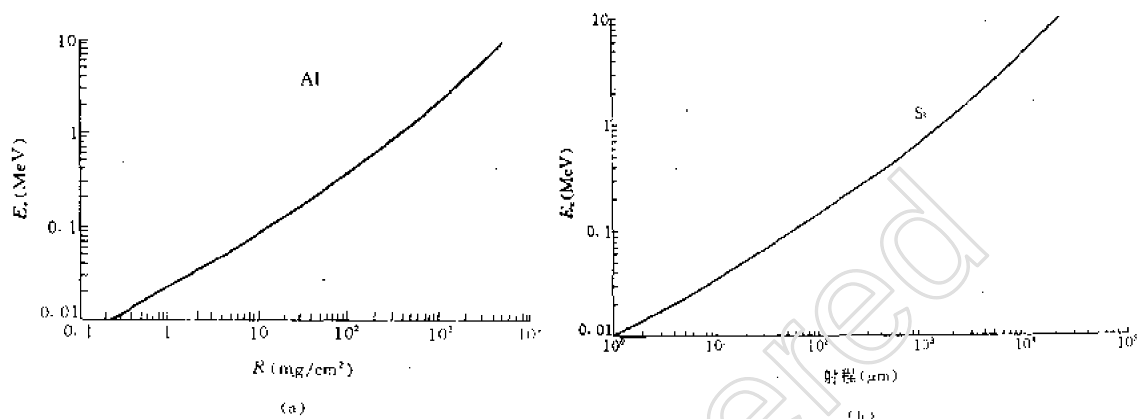


图 2.21 电子在铝和硅中的射程和能量关系

在吸收物质的厚度 t 比 β 粒子的射程 R 小很多时，β 射线在物质中的吸收，近似为：

$$I = I_0 e^{-\mu t} \tag{2.46}$$

式中，I_0 为没有吸收片时($t=0$)的强度；I 是吸收片厚度为 t 时的强度；μ 为线性吸收系数，也称线性衰减系数。如果 t 以线性厚度 cm 表示，则 μ 的单位就以 cm^{-1}表示。

如果使用质量厚度为单位，上式可以写成：

$$\begin{aligned} I &= I_0 e^{-(\mu/\rho)t\rho} \\ &= I_0 e^{-\mu_m t_m} \end{aligned} \tag{2.47}$$

其中 $\mu_m = \mu/\rho$，称质量吸收系数或质量衰减系数，单位为 cm^2/g；$t_m = t\rho$，称质量厚度，单位为 g/cm^2；ρ 为吸收物质密度(g/cm^3)。

实验表明，对于不同吸收物质，μ_m 随原子序数 Z 的增加而缓慢地增加，对于同一吸收物质，μ_m 与 $E_{\beta max}$有关。对于铝，有下面的经验公式[1,3]：

$$\mu_m = \frac{17}{E_{\beta max}^{1.14}} \tag{2.48}$$

其中，$E_{\beta max}$单位为 MeV。此式适用的能量范围为 $0.15MeV < E_{\beta max} < 3.5MeV$。应注意，在测量吸收曲线时，实验几何条件对测量结果有影响，因此，不同的测量条件得出的 μ/ρ 与 E 的经验关系式之间会出现些偏离。

使 β 射线的强度减弱一半(即 $I/I_0 = 1/2$)的吸收层厚度，称为半衰减层厚度或半吸收厚度，记作 $d_{1/2}$。$d_{1/2}$和 μ_m 的关系为：

$$d_{1/2} = 0.693/\mu_m$$

对于铝，$d_{1/2}=0.04E_{\beta max}^{1.14}$ (2.49)

以上讨论了β粒子穿过吸收物质时的强度变化情况。

四、正电子与物质的相互作用

正电子通过物质时，也像负电子一样，要与核外电子和原子核相互作用，产生电离损失、辐射损失和弹性散射。尽管负电子和正电子与它们作用时受的库仑力或为排斥力或为吸引力，因它们的质量相等，因此能量相等的正电子和负电子，它们在物质中的能量损失和射程是大体相同的。上述对于负电子的讨论，对于正电子也同样适用。可是，正电子有其明显的特点：高速正电子进入物质后很快被慢化，然后在正电子径迹末端遇负电子即发生湮没，放出γ光子；或者，与一个负电子结合在一起，形成正电子素，衰变后转变成电磁辐射（即形成正电子素后才湮没）。正负电子湮没放出的γ光子称为湮没光子。从能量守恒考虑，在发生湮没时，正、负电子动能为零，所以两个湮没光子的总能量应等于正、负电子的静止质量，即

$$h\nu_1+h\nu_2=2m_0c^2 \tag{2.50}$$

式中 $h\nu$ 为光子能量，m_0c^2 为电子的静止能量。同时，从动量守恒考虑，由于湮没前的正、负电子的总动量等于零，湮没后，两个湮没光子的总动量也应为零，即

$$\frac{h\nu_1}{c}=\frac{h\nu_2}{c}$$

因而，两个湮没光子能量相同，各等于 $m_0c^2=0.511$MeV。两个光子的发射方向相差近似180°，并且湮没光子的发射是各向同性的。0.511MeV 的光子贯穿靶物质的深度比正电子射程大，导致能量沉积远超过原来的正电子径迹范围。

第五节 γ射线与物质的相互作用

一、γ射线与物质相互作用的一般特性[2~4,13]

γ射线、韧致辐射、湮没辐射和特征 X 射线等，虽然它们的起源不一、能量大小不等，但都属电磁辐射。电磁辐射与物质相互作用的机制，与这些电磁辐射的起源是无关的，只与它们的能量有关，所以我们这里讨论的γ射线与物质的相互作用规律，对其它来源产生的电磁辐射也是适用的。

γ射线与物质的相互作用和带电粒子与物质的相互作用有着显著的不同。γ光子不带电，它不像带电粒子那样直接与靶物质原子、电子发生库仑碰撞而使之电离或激发，或者与靶原子核发生碰撞导致弹性碰撞能量损失或辐射损失，因而不能像带电粒子那样用阻止本领 dE/dx 和射程来描写光子在物质中的行为。带电粒子主要是通过连续地与物质原子的核外电子的许多次非弹性碰撞逐渐损失能量的，每一次碰撞中所转移的能量是很小的（小能量转移碰撞）。而γ光子与物质原子相互作用时，发生一次相互作用就导致损失其大部或全部能量（大能量转移），光子不是完全消失就是大角度散射。

γ射线与物质相互作用，可以有许多种方式。当γ射线的能量在 30MeV 以下时，在所有相互作用方式中，最主要的三种是：

（1）*光电效应*。γ光子与靶物质原子相互作用，γ光子的全部能量转移给原子中的束缚电

子，使这些电子从原子中发射出来，γ 光子本身消失。

(2)*康普顿效应(又称康普顿散射)*。入射 γ 光子与原子的核外电子发生非弹性碰撞，光子的一部分能量转移给电子，使它反冲出来，而光子的运动方向和能量都发生了变化，成为散射光子。

(3)*电子对效应*。γ 光子与靶物质原子的原子核库仑场作用，光子转化为正-负电子对。

除了上述三种主要相互作用方式外，其它一些相互作用方式有：

(1)*相干散射*。低能光子($h\nu \ll m_0c^2$)与束缚电子之间的弹性碰撞，而靶原子保持它的初始状态。碰撞后的光子能量不变，即电磁波波长不变，称汤姆逊散射或相干散射。散射光子主要沿入射方向发射。在光子能量低、靶物质原子序数大时，这种相干散射占优势。当 γ 光子能量高($h\nu \geqslant m_0c^2$)，靶物质原子序数小时，这种相干散射与康普顿散射相比，可以忽略。如前所述，康普顿散射中，散射前后光子的能量要改变，即电磁波波长发生变化，所以康普顿散射是一种非相干散射过程。

(2)*光致核反应*。大于一定能量的 γ 光子与物质原子的原子核作用，能发射出粒子，例如(γ,n)反应。但这种相互作用的大小与其它效应相比是很小的，所以可以忽略不计。

(3)*核共振反应*。入射光子把原子核激发到激发态，然后退激时再放出 γ 光子。

光子能量在 100keV 至 30MeV 范围内，所有这些次要的相互作用方式对于 γ 射线的吸收所作的贡献小于 1%，所以下面我们只讨论前面三种主要作用方式。

γ 射线与物质发生上述三种主要相互作用都具有一定的概率。我们用截面 σ 这个物理量来表示作用概率的大小。因此有各种作用截面——光电效应截面 σ_{ph}、康普顿散射截面 σ_c 和电子对效应截面 σ_p。这些截面称为部分截面，γ 射线与物质相互作用的总截面是这些部分截面之和，即

$$\sigma_\gamma = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_p \tag{2.51}$$

截面大小与 γ 射线能量和靶物质性质有关。下面我们分别讨论这三种主要相互作用方式。

二、光电效应

γ 光子与靶物质原子的束缚电子作用时，光子把全部能量转移给某个束缚电子，使之发射出去，而光子本身消失掉，这种过程称光电效应。光电效应中发射出来的电子叫光电子。这过程如图 2.22(a)所示。

原子吸收了光子的全部能量，其中一部分消耗于光电子脱离原子束缚所需的电离能(电子在原子中的结合能)，另一部分就作为光电子的动能。所以，释放出来的光电子的能量就是入射光子能量和该束缚电子所处的电子壳层的结合能之差。虽然有一部分能量被原子的反冲核所吸收，但这部分反冲能量与 γ 射线能量、光电子能量相比可以忽略。因此，要发生光电效应，γ 光子能量必须大于电子的结合能。光电子可以从原子的各个电子壳层中发射出来，但是自由电子(非束缚电子)却不能吸收入射光子能量而成为光电子。这是因为动量守恒要求，在光电效应过程中，除入射光子和光电子外，还需要有一个第三者参加，这第三者就是原子核，严格地讲是发射光电子之后剩余下来的整个原子。它带走一些反冲能量，但这能量十分小。由于它的参加，动量和能量守恒才能满足。而且，电子在原子中束缚得越紧，就容易使原子核参加上述过程，产生光电效应的概率也就越大。所以在 K 壳层上打出光电子的概率最大，L 层次之，M，N 层更次之。如果入射光子的能量超过 K 层电子结合能，那么，大约 80%的光电吸收发生在这 K 层

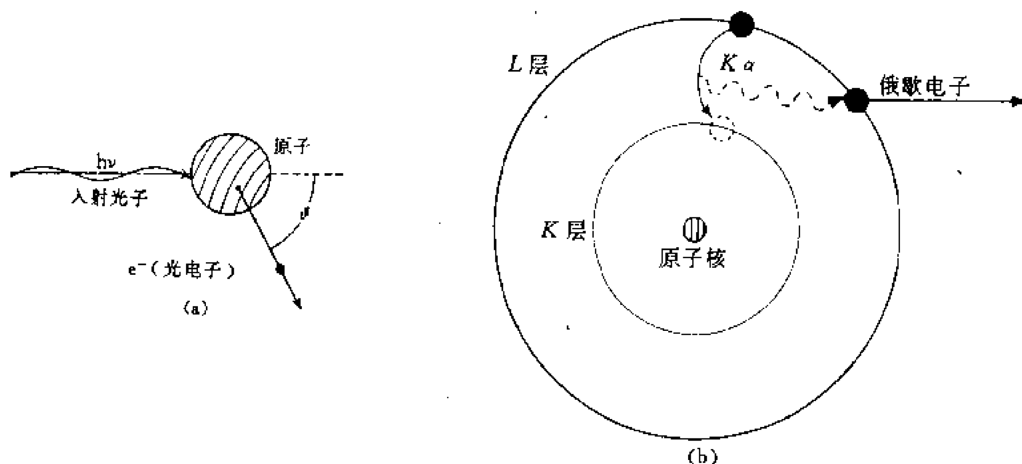


图 2.22 光电效应、特征 X 射线和俄歇电子的发射示意图

电子上。

发生光电子效应时,从原子内壳层上打出电子,在此壳层上就留下空位,并使原子处于激发状态。这种激发状态是不稳定的,退激的过程有两种。一种过程是外层电子向内层跃迁,来填补这个空位,使原子恢复到较低的能量状态。两个壳层的结合能之差,就是跃迁时释放出来的能量,这能量将以特征 X 射线形式释放出来。另一种过程是原子的激发能交给外壳层的其它电子,使它从原子中发射出来,这电子称俄歇电子,如图 2.22(b)所示。因此,在发射光电子的同时,还伴随着原子发射的特征 X 射线或俄歇电子。这些特征 X 射线和俄歇电子再与靶物质原子发生作用。

下面进一步讨论光电效应中光电子的能量及角分布,光电截面与光电子能量、靶物质原子序数关系等问题。

1. 光电子的能量

在光电效应中,由能量守恒定律得到:

$$E_e = h\nu - B_i \tag{2.52}$$

式中 $h\nu$ 为入射光子能量,E_e 为光电子获得的动能,B_i 为原子第 i 层电子的结合能,B_i 是已知的。如果入射光子是单能的,则产生的也是单能的光电子。利用(2.52)式,由光电子的动能可确定 γ 光子的能量。电子的结合能 B_i 不仅与原子序数 Z 有关,而且也与壳层的层次有关。各壳层电子结合能数值的近似计算公式为:

对于 K 层,$B_K = R_y(Z-1)^2$

对于 L 层,$B_L = \frac{1}{4}R_y(Z-5)^2$

对于 M 层,$B_M = \frac{1}{9}R_y(Z-13)^2$

式中,$R_y = hcR_\infty$,是以能量为单位的里德伯常数,以国际制单位的里德伯常数 $R_\infty = 1.0974 \times 10^7 \mathrm{m}^{-1}$,$h = 6.6262 \times 10^{-34} \mathrm{J \cdot s}$,$c = 2.9979 \times 10^8 \mathrm{m \cdot s^{-1}}$代入,可算得 $R_y = 2.179 \times 10^{-18} \mathrm{J} = 13.60 \mathrm{eV}$。一般光子能量 $h\nu$ 要比结合能 B_i 大得多。例如,常用的碘化钠晶体中,碘的 $B_K = 33 \mathrm{keV}$。它比一般放射性同位素放出的 γ 射线的能量(通常为几百千电子伏到几个兆电子伏)

要小得多，因而可以近似地认为光电子的动能等于 γ 射线的能量($E_e \approx h\nu$)。

2. 光电截面

我们把光电效应截面简称为光电截面。光电截面大小与 γ 射线能量和吸收物质的原子序数有关。关于光电截面公式[4]，可由量子力学计算得到。在非相对论情况下，即 $h\nu \ll m_0c^2$ 时，K 层的光电截面 σ_K 为：

$$\sigma_K = (32)^{1/2}\alpha^4\left(\frac{m_0c^2}{h\nu}\right)^{7/2} Z^5 \sigma_{Th} \approx Z^5\left(\frac{1}{h\nu}\right)^{7/2} \tag{2.53}$$

其中 $\alpha = 1/137$ 为精细结构常数，$\sigma_{Th} = 8/3 \cdot \pi(e/m_0c^2)^2 = 6.65\times10^{-25}\text{cm}^2$。在相对论情况下，即 $h\nu \gg m_0c^2$ 时，

$$\sigma_K = 1.5\alpha^4 \frac{m_0c^2}{h\nu} Z^5 \sigma_{Th} \approx Z^5 \frac{1}{h\nu} \tag{2.54}$$

所以在两种情况下，都有 σ_K 正比于 Z^5 的关系，随 Z 的增大，光电截面迅速增大。这是因为光电效应是 γ 光子和束缚电子的作用，Z 越大，则电子在原子中束缚得越紧，越容易使原子核参与光电过程来满足能量和动量守恒要求，因而产生光电效应的概率就越大。由于这一事实，我们往往采用高原子序数的材料来探测 γ 射线，以获得较高的探测效率。由于同样的原因，也选用高 Z 物质(如 Pb)作为 γ 射线的屏蔽材料。

从(2.53)式和(2.54)式还可以看到，σ_K 随 $h\nu$ 增加而减小。低能时，变化得更快一些，高能时，变化缓慢一些。这一变化趋势，可粗略地这样来说明：γ 射线能量低时，相对而言，电子被束缚得也就越紧，越容易发生光电效应；而当 γ 射线能量高时，电子的束缚能相对来说可以忽略不计，这种电子接近"自由电子"，所以光电效应截面就小。

光子在 L，M 壳层上当然也可以产生光电效应，不过相对于 K 层来说，概率较小。如果用 σ_{ph} 表示原子的光电效应总截面，则有：

$$\sigma_{ph} = \frac{5}{4}\sigma_K$$

没有一个简单的分析表达式能在所有 γ 能区和 Z 范围内描述原子的光电截面。粗略地认为 $\sigma_{ph} \propto Z^n/(h\nu)^3$，式中 n 在 4～5 之间[2]。

图 2.23(a)给出了不同吸收物质的光电截面与光子能量的关系，也称光电吸收曲线。从图中可以看出，随 E_γ 的增大，σ_{ph} 变小，而随 Z 的增大，σ_{ph} 增大。

在 $h\nu < 100\text{keV}$ 时，光电截面显示出特征性的锯齿状结构，这种尖锐的突变，称为吸收限。它是在入射光子能量与 K，L，M 层电子的结合能相一致时出现的。当光子能量逐渐增加到等于某一层电子的结合能时，这一壳层的电子就对光电作用有贡献，因而 σ_{ph} 就阶跃式地上升到某一较高的数值，然后又随能量的增加而下降。图 2.23(b)是铅的光电吸收曲线，K 吸收限为 88.3keV。对 L，M 层电子，存在着子壳层，各子壳层的结合能稍有差异，因而吸收曲线中对应于 L 吸收限和 M 吸收限存在着精细结构。L 层有 3 个吸收限，M 层有 5 个吸收限。铅的 L_3 吸收限为 13.06keV，L_2 吸收限为 15.26keV，L_1 吸收限为 15.91keV。这种吸收限特性可用来选择性地降低某种 γ 辐射强度或者用来转换(激发)某种特征 X 射线。

3. 光电子的角分布

相对于 γ 光子的入射方向而言，在不同的角度光电子的产额是不一样的。首先我们从光电过程中能量和动量守恒来看，要是这过程中没有第三者(原子核)参加，光电子就应从 γ 光子入

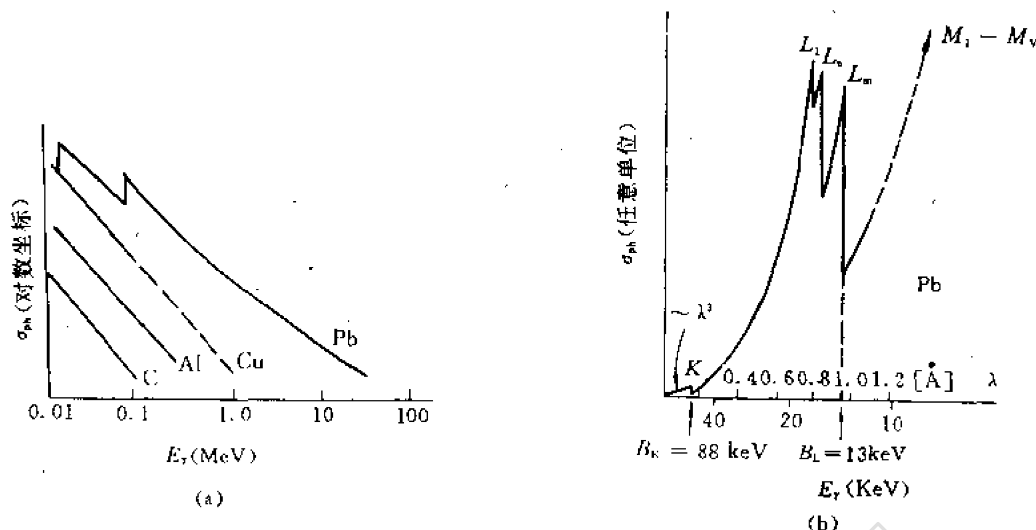


图 2.23 原子的光电截面与入射光子能量的关系[4]

射方向(定为 0°方向)飞出。而实验上在 0°方向没有观察到光电子,这就证明光电过程中有第三者参加,光电子就不能从 0°方向发射。实验和理论计算都证明,在 180°方向也不能出现光电子。而在某一角度,光电子出现的概率最大。在入射 γ 光子能量很低时,光电子在垂直于入射 γ 束方向上发射;当 γ 能量增加时,逐渐朝前方角发射。图 2.24 和 2.25 表示不同 γ 能量下,光电子发射的角分布。图 2.25 是用极坐标表示的。图中 $dn/d\Omega$ 是微分截面,表示进入平均角度为 θ 方向的单位立体角内的光电子数目。

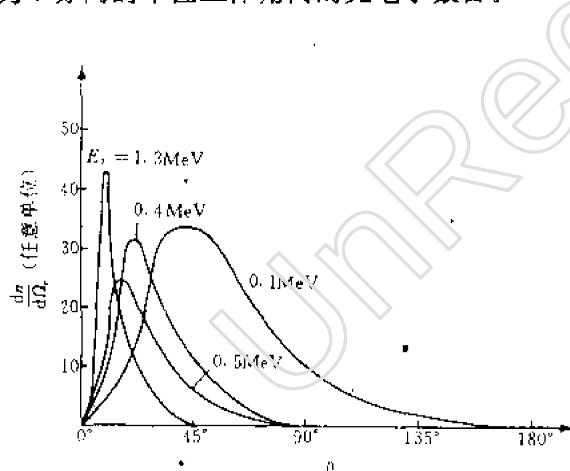


图 2.24 不同 E_γ 时的光电子角分布[4]

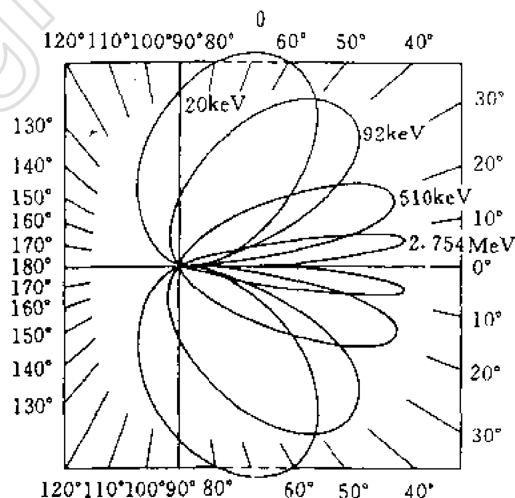


图 2.25 不同 γ 能量时光电子角分布[4](极座标表示)

三、康普顿效应[3,13]

康普顿效应是入射 γ 光子与原子的核外电子之间发生的非弹性碰撞过程。这一作用过程中,入射光子的一部分能量转移给电子,使它脱离原子成为反冲电子,而光子的运动方向和能

量发生变化，如图 2.26 所示。$h\nu$ 和 $h\nu'$ 为入射和散射光子的能量；θ 为散射光子与入射光子方向间的夹角，称散射角；ϕ 为反冲电子的反冲角。

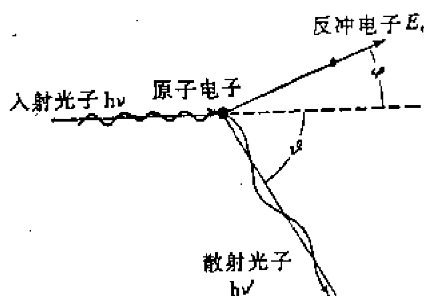


图 2.26　康普顿效应的示意图

康普顿效应与光电效应不同。光电效应中光子本身消失，能量完全转移给电子；康普顿效应中光子只是损失掉一部分能量。光电效应发生在束缚得最紧的内层电子上；康普顿效应总是发生在束缚得最松的外层电子上。虽然光子与束缚电子之间的康普顿散射，严格地讲是一种非弹性碰撞过程。但外层电子的结合能是较小的，一般是电子伏数量级，与入射 γ 光子的能量相比较，完全可以忽略，所以可以把外层电子看作是"自由电子"。这样康普顿效应就可以认为是 γ 光子与处于静止状态的自由电子之间的弹性碰撞。入射光子的能量和动量就由反冲电子和散射光子两者之间进行分配。用相对论的能量和动量守恒定律，可以推导出这种碰撞中散射光子和反冲电子的能量与散射角的关系。

1. 散射光子和反冲电子的能量与散射角的关系

入射光子能量为 $E_\gamma=h\nu$，动量为 $h\nu/c$。碰撞后，散射光子的能量为 $E'_\gamma=h\nu'$，动量为 $h\nu'/c$。反冲电子的动能为 E_e，总能量为 E，动量为 P。它们之间有下列关系式：

$$E_e=E-m_0c^2=mc^2-m_0c^2$$

$$=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}-m_0c^2 \tag{2.55}$$

$$P=mv=\frac{m_0v}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{2.56}$$

相对论能量和动量关系为：

$$E=\sqrt{m_0^2c^4+P^2c^2} \tag{2.57}$$

式中 $\beta=v/c$，v 为反冲电子速度，m_0 是电子静止质量，m 是电子以速度 v 运动时具有的质量。

根据能量和动量守恒定律，有下列关系式：

$$h\nu=h\nu'+E_e \tag{2.58}$$

$$\frac{h\nu}{c}=\frac{h\nu'}{c}\cos\theta+P\cos\phi \tag{2.59}$$

$$\frac{h\nu'}{c}\sin\theta=P\sin\phi \tag{2.60}$$

由此，可以得到下式：

$$h^2\nu\nu'(1-\cos\theta)=(h\nu-h\nu')m_0c^2$$

或者

$$E_\gamma E_{\gamma'}(1-\cos\theta)=(E_\gamma-E_{\gamma'})m_0c^2$$

因此，散射光子的能量为：

$$E_{\gamma'}=\frac{E_\gamma}{1+\frac{E_\gamma}{m_0c^2}(1-\cos\theta)} \tag{2.61}$$

康普顿反冲电子的动能为：

$$E_e=h\nu-h\nu'$$

即
$$E_e=\frac{E_\gamma^2(1-\cos\theta)}{m_0c^2+E_\gamma(1-\cos\theta)} \tag{2.62}$$

θ 和 ϕ 之间的关系是：
$$\mathrm{ctg}\phi=\left(1+\frac{E_\gamma}{m_0c^2}\right)\mathrm{tg}\,\frac{\theta}{2} \tag{2.63}$$

图 2.27 是散射 γ 光子能量与散射角的关系图。从图可以看到：

当散射角 $\theta=0°$ 时，散射光子能量 $E_\gamma=E_\gamma$ 达到最大值，这时反冲电子的能量 $E_e=0$。这就是说，在这种情况下，入射光子从电子近旁掠过，未受到散射，所以光子能量没有损失。当 $\theta=180°$ 时，入射光子与电子对心碰撞后，沿相反方向散射回来，而反冲电子则沿入射光子方向飞出，这种情况称反散射。这时散射光子能量为最小值。
$$E_{\gamma\min}=\frac{E_\gamma}{1+\frac{2E_\gamma}{m_0c^2}}$$
而反冲电子的动能达最大值：
$$E_{e\max}=\frac{E_\gamma}{1+\frac{m_0c^2}{2E_\gamma}}$$

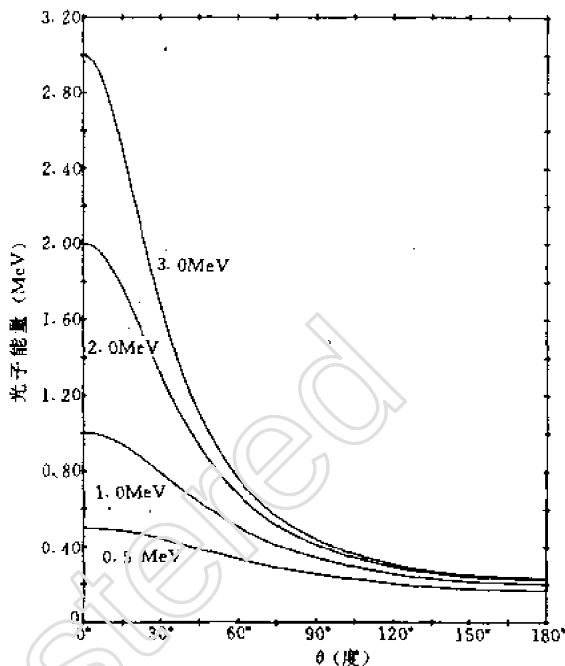


图 2.27 散射 γ 光子能量与散射角的关系[2]

表 2.1 列出了不同入射光子能量时的反散射光子能量。从表上可以看出，即使入射光子的能量变化较大，反散射光子的能量都在 200keV 左右。

表 2.1 入射光子与对应的反散射光子能量值(以 MeV 为单位)

入射光子能量 E_γ	0.5	0.662	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0
反散射光子能量 E_γ	0.169	0.184	0.203	0.218	0.226	0.235	0.240

由(2.63)式可知：在一确定的入射 γ 能量时，对于某个确定的 θ 角，就有与之对应的 ϕ 角 [$0°\leqslant\theta\leqslant180°, 90°<\phi\leqslant0°$]。同时从(2.61)式和(2.62)式也就确定了散射光子和反冲电子的能量。当 $\theta=0°$ 时，$\phi=90°$，此时 $E_e=0$，由此可见，反冲电子只能在 $0°\leqslant\phi<90°$ 之间出现。当 ϕ 在 0° 附近，即 θ 在 180° 附近时，(2.62)式随 θ 的变化不大，也就是 E_e 随 ϕ 的变化很不灵敏。

2. 康普顿散射截面和角分布

康普顿效应发生于 γ 光子和"自由电子"之间，因此散射截面是对电子而言的，记为 $\sigma_{c,e}$。整个原子的康普顿散射截面 σ_c，是原子中各个电子的康普顿截面的线性相加，即
$$\sigma_c=Z\sigma_{c,e}$$

康普顿散射截面公式，可由量子力学推导而得。当入射光子能量很低($h\nu\ll m_0c^2$)时，就是汤姆逊散射截面 σ_{Th}，

$$\sigma_c \xrightarrow{h\nu \to 0} \sigma_{Th} = \frac{8}{3}\pi Z r_0^2 \tag{2.64}$$

式中 $r_0 = e^2/m_0c^2 = 2.8\times10^{-13}$cm，为经典电子半径。此时截面与光子能量无关，仅与 Z 成正比。

当入射光子能量较高($h\nu \gg m_0c^2$)时，

$$\sigma_c = Z\pi r_0^2 \frac{m_0c^2}{h\nu}\left(\ln\frac{2h\nu}{m_0c^2}+\frac{1}{2}\right) \tag{2.65}$$

此时截面与 Z 成正比，近似地与光子能量成反比。

图 2.28 给出了 $\sigma_{c,e}$ 与入射光子能量的关系。当入射光子能量增加时，康普顿散射截面下降，但下降速度比光电截面来得慢。

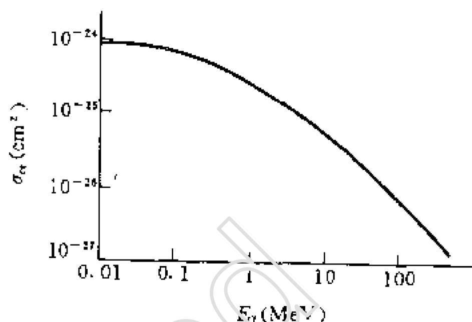


图 2.28　电子康普顿散射截面与入射光子能量的关系

(2.64)式和(2.65)式给出的截面是康普顿散射的总截面，它是将微分散射截面对所有的散射角求积分而得到的。康普顿散射的微分截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 可由 Klein-Nishina 公式表示：[2]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2\left[\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)}\right]\cdot\left[\frac{1+\cos^2\theta}{2}\right] \cdot\left[1+\frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)[1+\alpha(1-\cos\theta)]}\right] \tag{2.66}$$

式中 $\alpha \equiv h\nu/m_0c^2$，$r_0$ 是经典电子半径。

图 2.29 给出了单个电子的微分散射截面与散射角、能量的关系。入射光子能量越高，散射光子越是朝前向散射。

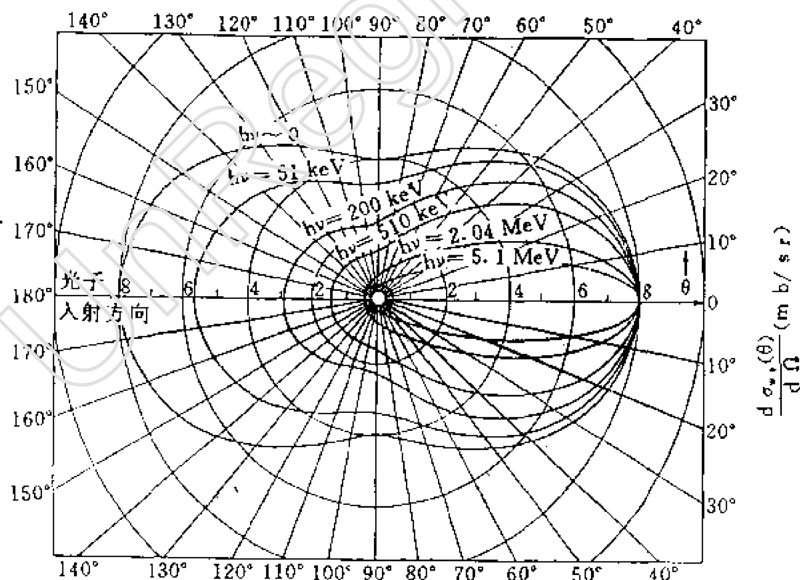


图 2.29　用极座标表示的微分散射截面与散射角度、能量的关系[3]

3. 反冲电子的能谱和角分布

发生康普顿效应时，散射光子可以向各个方向散射。对于不同方向的散射光子，其对应的

反冲电子能量也不同。因而即使入射 γ 光子的能量是单一的，反冲电子的能量却是随散射角连续变化的。由于散射光子和反冲电子的方向有一一对应关系，在 θ 角度发射散射光子，相应于在 ϕ 角度发射反冲电子。散射光子数和反冲电子数是相等的，于是得到关系式：

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_r}\cdot \mathrm{d}\Omega_r=\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_e}\cdot \mathrm{d}\Omega_e$$

即

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_r}\times 2\pi\sin\theta\mathrm{d}\theta=\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_e}\times 2\pi\sin\phi\mathrm{d}\phi$$

这样，反冲电子的微分截面为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_e}=\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_r}\cdot\frac{\sin\theta\mathrm{d}\theta}{\sin\phi\mathrm{d}\phi} \tag{2.67}$$

可见，我们可以从光子的微分散射截面乘上一个相对立体角因子后得到反冲电子的微分截面。图 2.30 给出了反冲电子截面与反冲角的关系。从图中可以再次看到，反冲电子只能在小于 90° 方向发射。

把康普顿反冲电子对反冲角的微分截面转换成反冲电子对能量的微分截面，即

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}E_e}=\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_r}\cdot\frac{\mathrm{d}\Omega_r}{\mathrm{d}\theta}\cdot\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}E_e} \tag{2.68}$$

其中，$\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}E_e$ 可由(2.62)式求微商得出，于是可得图 2.31 所示的反冲电子的能谱曲线。可以看出，任何一种单能的 γ 射线所产生的反冲电子的动能都是连续分布的。在反冲电子的最大能量处，反冲电子数目最多，而在较低能量处，电子数大体相同。

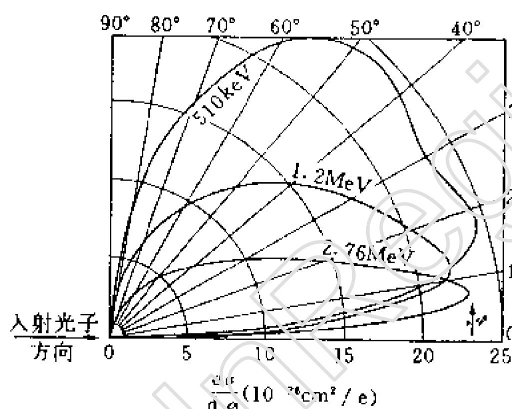


图 2.30　在 ϕ—$\phi+\mathrm{d}\phi$ 内的反冲电子概率与反冲角 ϕ 的关系，$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\phi$ 表示半角为 ϕ 和 $\phi+\mathrm{d}\phi$ 的两个圆锥之间的反冲电子概率[3]

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\phi}=\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_e}\cdot\frac{\mathrm{d}\Omega_e}{\mathrm{d}\phi}=\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_e}\cdot 2\pi\sin\phi\right)$$

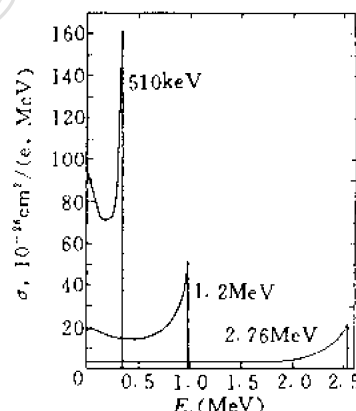


图 2.31　几种能量的入射光子的康普顿反冲电子能谱[3]

四、电子对效应

当 γ 光子从原子核旁经过时，在原子核的库仑场作用下，γ 光子转化为一个正电子和一个负电子，这种过程称为电子对效应。如图 3.32 所示。

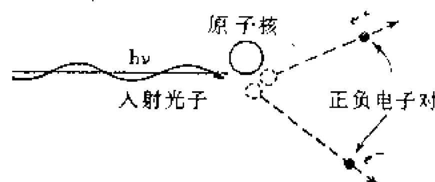


图 3.32　在原子核库仑场中的电子对效应的示意图

根据能量守恒定律，只有当入射光子能量 $h\nu$ 大于 $2m_0c^2$，即 $h\nu>1.02\mathrm{MeV}$ 时，才能发生电子对效应。入射

光子的能量除一部分转变为正-负电子对的静止能量(1.02MeV)外，其余就作为它们的动能，即有关系式：

$$h\nu=E_{e+}+E_{e-}+2m_0c^2 \tag{2.69}$$

式中 E_{e+} 和 E_{e-} 分别为正、负电子的动能。

与光电效应相似，电子对效应除涉及入射光子和电子对以外，必须有一个第三者——原子核参加，才能满足能量和动量守恒定律。对此可作如下讨论：

电子对的总能量为：

$$\begin{aligned}E&=E_{e+}+E_{e-}+2m_0c^2\\&=2mc^2=\frac{2m_0c^2}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}\end{aligned} \tag{2.70}$$

电子对的总动量：

$$P=2mv \tag{2.71}$$

由(2.70)式便可得到：

$$P=\frac{v}{c^2}E$$

光子的动量 $P_\gamma=h\nu/c$，由(2.69)式知道，$E=h\nu$，所以

$$\frac{Pc^2}{v}=P_\gamma c \tag{2.72}$$

由此可以看出，电子对的总动量 $P=(v/c)\cdot P_\gamma<P_\gamma$。这表示入射光子具有过剩的动量，这部分过剩的动量必须被参与这过程的第三者——原子核带走。因原子核质量大，反冲能量很小，可以忽略不计，故(2.69)式成立。

除了在原子核库仑场中发生电子对效应外，在电子的库仑场中也能产生正-负电子对。不过电子质量小，反冲能量较大，所以产生电子对的最低入射光子能量至少是 $4m_0c^2$，而且在电子库仑场中发生电子对的概率比核库仑场中产生电子对的概率要小。

从(2.69)式看出，对于一定能量的入射光子，电子对效应产生的正电子和负电子的动能之和为常数。但就电子或正电子某一种粒子而言，它的动能从零到 $h\nu-2m_0c^2$ 都是可能的，电子和正电子之间的能量分配是任意的。由于动量守恒关系，电子和正电子几乎都是沿着入射光子方向的前向角度发射的。入射光子能量越大，正-负电子的发射方向越是前倾。

电子对过程中产生的快速正电子和电子，在吸收物质中通过电离损失和辐射损失消耗能量。正电子在吸收体中很快被慢化后，将发生湮没，湮没光子在物质中再发生相互作用。

正、负电子的湮没，可以看作是 γ 射线产生电子对效应的逆过程。

电子对效应，要用狄拉克的电子理论来解释[3]。按这一理论，自由电子的能量本征值可以是正值，也可以是负值，即

$$E=\pm(P^2c^2+m_0^2c^4)^{1/2}$$

能量值的范围从 $-\infty$ 到 $-m_0c^2$ 和 $+m_0c^2$ 到 $+\infty$，在这两个能量范围之间有一个空隙(位垒)，这空隙的宽度为 $2m_0c^2$，如图 2.33 所示。上方叫电子的正能量态，下方叫电子的负能量态。负能量态完全被电子所占满，当然应遵守泡利不相容原理。这些电子在实验上是不能被观察到的，只有处于正能量态的电子才能被观察到。把正电子看作是负能量态中的一个“空穴”，即负

能量态能级中一个位置未被电子填满，其余位置都已填满。这个空穴在实验上是可以观察到的。如果由入射光子提供足够的能量，就能把负能量态的电子越过位垒上升到正能量态，而在负能量态产生一个空穴。空穴的质量与电子一样，只是带正电荷而已。这样，在正能量态的一个负电子和在负能量态的一个空穴都是可以被观察到的，也就是说形成了正、负电子对。从图 2.33 可以看到，空穴和负电子的总能量正好就是入射光子的能量 $h\nu$。

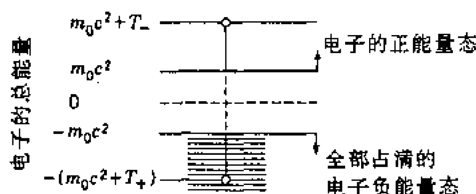


图 2.33　电子的正、负能量态示意图[3]

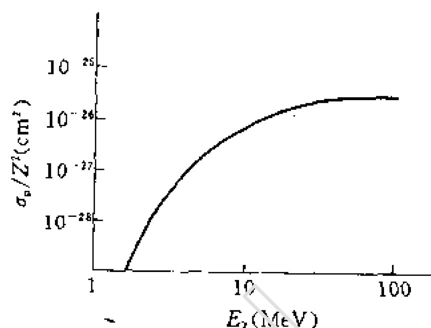


图 2.34　电子对效应截面与 γ 能量的关系

同样按照狄拉克电子理论，正、负电子的湮没过程就是处于负能量态的一个空穴被正能量态的电子所填满，从正能量态跃迁到负能量态，多余的能量以 γ 光子形式发射出去。

下面我们讨论电子对效应的截面。

原子的电子对效应截面 σ_p 可由理论计算得到。它是入射光子能量和吸收物质原子序数的函数。当 $h\nu$ 稍大于 $2m_0c^2$，但又不太大时，

$$\sigma_p \propto Z^2 E_\gamma \tag{2.73}$$

当 $h\nu \gg m_0c^2$ 时，

$$\sigma_p \propto Z^2 \ln E_\gamma \tag{2.74}$$

由此可见，在能量较低时，σ_p 随光子能量线性增加；高能时，σ_p 与光子能量的变化就缓慢一些。不论在高能区和低能区，都有 $\sigma_p \propto Z^2$ 关系。与康普顿效应相比，在能量高时，电子对效应占优势。图 2.34 给出了吸收物质的 σ_p 与 E_γ 的关系。

从以上的讨论可以知道，这三种效应对于吸收物质的原子序数和入射光子能量都有一定的依赖关系，因而对于不同的吸收物质和能量区域，这三种效应的相对重要性是不同的。图 2.35 表示各种效应占优势的区域，图中的二条曲线分别表示 $\sigma_{ph}=\sigma_c$ 和 $\sigma_c=\sigma_p$ 时的 Z 与 E 的关系。由此可以看到：

(1)对于低能 γ 射线和原子序数高的吸收物质，光电效应占优势。

(2)对于中能 γ 射线和原子序数低的吸收物质，康普顿效应占优势。

(3)对于高能 γ 射线和原子序数高的吸收物

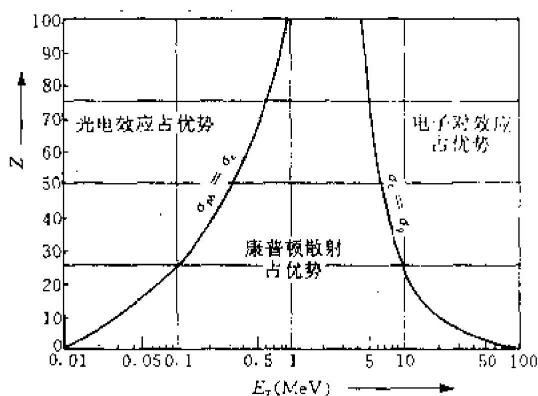


图 2.35　按光子能量和原子序数来表示的三种相互作用占优势的区域[4]

质，电子对效应占优势。

五、γ射线的吸收

从上面的讨论，可以清楚地看到，当γ光子穿过物质时，与吸收物质的原子一旦发生光电效应、康普顿效应和电子对效应，原来能量为 $h\nu$ 的光子就消失，或散射后能量改变掉，并偏离原来的入射方向，即从原来的入射γ束中移去。没有与物质发生相互作用的光子穿过吸收层，其能量保持不变。γ射线穿过物质时，强度逐渐减弱，因而没有射程概念可言。但可用半吸收厚度（强度减到一半所需的厚度）来表示γ射线对物质的穿透情况。γ射线穿透物质的本领比α、β粒子的穿透本领大得多。

下面讨论γ射线通过物质时的吸收。

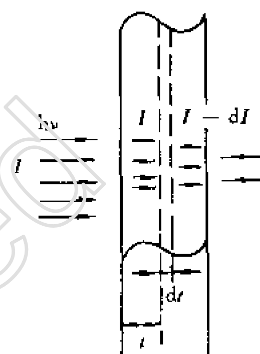


图 2.36　γ射线通过物质时的吸收示意图

设有一束准直的单能γ射线，沿水平方向垂直通过吸收物质，如图 2.36 所示。吸收物质单位体积中的原子数为 N，密度为 ρ，在 $t=0$ 处，γ射线强度为 I_0。γ射线通过吸收片时，要发生上述三种效应，因而γ射线强度将减弱。在物质中 t 处的γ射线强度为 I，通过 dt 薄层后，其强度变化为 dI。按照截面定义 $\sigma=\Delta I/IN\Delta t$，应有下列关系：

$$-dI=\sigma_\gamma INdt \tag{2.75}$$

式中负号表示γ强度是沿 t 方向减少的，$-dI$ 就是受到原子的作用而离开原来入射γ束的光子数，σ_γ 是上述三种效应的截面之和（见(2.51)式）。由(2.75)式可以得到：

$$-\frac{dI}{I}=\sigma_\gamma Ndt$$

解这个方程，并利用初始条件（$t=0$ 时，$I=I_0$），便得

$$I=I_0e^{-\sigma_\gamma Nt} \tag{2.76}$$

由此可见，准直γ射线束通过吸收物质时，其强度的衰减遵循指数规律。

令 $\mu=\sigma_\gamma N$，则上式可改写为：

$$I=I_0e^{-\mu t} \tag{2.77}$$

μ 称为线性衰减系数，也称线性吸收系数，单位为 cm^{-1}。它表示在单位路程上γ射线与物质发生三种相互作用的总概率。若分别考虑每一种效应，则有相应的吸收系数：光电吸收系数 μ_{ph}，康普顿吸收系数 μ_c 和电子对吸收系数 μ_p。总吸收系数 μ 为：

$$\mu=\mu_{ph}+\mu_c+\mu_p \tag{2.78}$$

因为 $N=(\rho/A)N_A$，A 为原子质量数，N_A 为阿佛加德罗常数，所以 $\mu=\sigma_\gamma(\rho/A)N_A$，$\mu$ 与吸收物质的密度有关。在许多情况下，用质量衰减系数来表示更为方便。令 $\mu_m=\mu/\rho$，则(2.77)式可改写为：

$$I=I_0e^{-\mu_m\rho t}=I_0e^{-\mu_m t_m} \tag{2.79}$$

式中 $t_m=\rho t$，称为质量厚度，单位为 g/cm^2，μ_m 的单位为 cm^2/g。

与(2.78)式相对应，有

$$\mu_m=\mu_{ph,m}+\mu_{c,m}+\mu_{p,m} \tag{2.80}$$

$\mu_m=(N_A/A)\sigma_\gamma$，这里 μ_m 与吸收物质密度及物理状态无关，这就是采用质量衰减系数的方便之处。

由于三种效应的截面都是随入射γ射线能量 $h\nu$ 和吸收物质的原子序数 Z 而变化，因而衰减系数 μ（或 μ_m）也就随 $h\nu$ 和 Z 而变化，$\mu_{ph}\propto Z^5$，$\mu_c\propto Z$，$\mu_p\propto Z^2$。文献[26]列出了各种元素的低能光子（X 射线波段）的吸收系数。图 2.37 给出了铅的吸收系数随γ射线能量的变化。

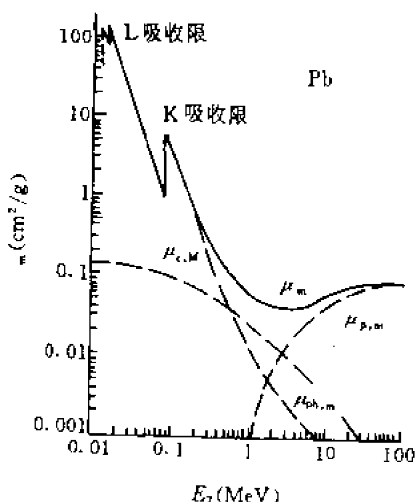


图 2.37 铅的吸收系数与γ射线能量的关系[4]

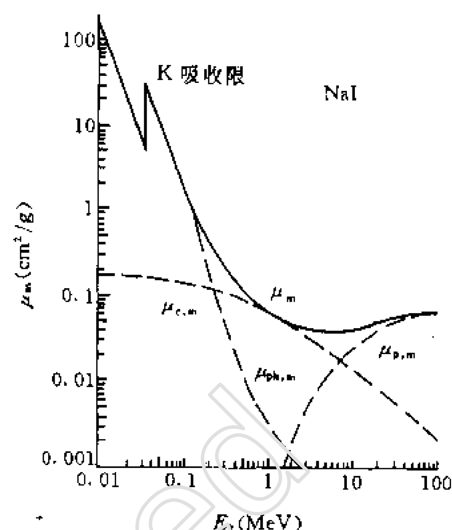


图 2.38 碘化钠的吸收系数与γ射线能量的关系[2]

γ射线在化合物或混合物中的质量吸收系数，可按下列公式计算：

$$(\mu/\rho)_{comp}=\sum_i(\mu_i/\rho_i\cdot W_i) \tag{2.81}$$

式中 ρ 为化合物的密度，μ_i/ρ_i 为化合物各组成元素的质量吸收系数，W_i 为组成化合物的各元素的重量百分比。图 2.38 给出了碘化钠的吸收系数随γ射线能量的变化。图 2.39 给出了几种吸收材料的γ射线半吸收厚度与其能量关系。这是在好几何条件下（散射光子不会进入探测器）测量到的曲线。

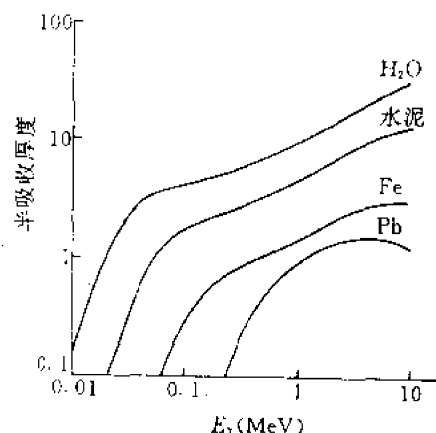


图 2.39 γ射线半吸收厚度与其能量关系

γ射线与物质作用产生的次级粒子，如光电子、康普顿散射电子、正负电子对、俄歇电子，以及康普顿散射光子、湮没光子和特征 X 射线等，可以继续在物质中发生相互作用，直至全部能量耗尽为止。这些级联过程的发生与γ射线的能量、靶物质的性质和几何尺寸等因素有关。在第十章讨论γ射线探测器的响应时，还将详细叙述。

习 题

1. 在推导重带电粒子的 $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e$ 公式（2.6）时，作了哪些假设？为什么 $\frac{dE}{dx}\sim E$ 曲线有极大值出现？

2. 有一单能质子束，能量为 6MeV，今用二片厚度（几何厚度）相等，但材料不同的薄箔作为吸收片。质子先穿过铝吸收片后，再穿过金吸收片，出射的质子能量（平均能量）降至 3MeV。如果把这二片吸收片安放的顺

序倒一下，质子先穿过金片，然后再吸过铝片，问最后出射的质子平均能量是否与刚才一样？质子的能量歧离程度是否相同？为什么？

3. 用类似于图 2.9(a)的装置，分别用三种探测器来测量 α、β、γ 射线的吸收曲线(采用不同的吸收材料)。试从三种射线与物质的相互作用，来说明三条吸收曲线中 $I/I_0=\frac{1}{2}$ 所对应的吸收片厚度，所包含的物理意义。

4. 4MeV 的 α 粒子和 1MeV 的质子，它们在同一物质(例如 Al)中的能量损失和射程是否一样？在低能区，例如，10keV 的质子和 40keV 的 α 粒子，它们在同一物质中的 $\frac{dE}{dx}$ 相同吗？为什么？

5. 如果已知质子在某一物质中的射程和能量关系曲线，能否从这曲线求得某一能量的 d、t 在同一物质中的射程值，如能够的话，应怎样计算？

6. 重带电粒子在化合物中的能量损失，可以用布拉格相加法则来求。对于电子在化合物中的电离能量损失和辐射损失，应如何求得？

7. 从重带电粒子在物质中的射程和在物质中的平均速度，写出入射能量为 E、质量为 m 的非相对论粒子，在物质中慢化到速度等于零所需的阻止时间(假定重带电粒子在物质中慢化时是均匀减速的)。并估算 4MeV 的 α 粒子在硅中的阻止时间(4MeV 的 α 粒子在硅中的射程为 17.8μm)。

8. 10MeV 的氘核与 10MeV 的电子穿过铅时，它们的辐射损失率之比是多少？20MeV 的电子通过铅时，辐射损失和电离损失之比是多少？

9. 一准直的 γ 光子束(能量为 2.04MeV)，穿过薄铅片，在 20°方向测量次级电子，问在该方向发射的光电子和康普顿反冲电子的能量是多少？(铅的 $B_K=88.1\text{keV}$，$B_L=15\text{keV}$)

10. 若原子核处于静止状态，试从相对论的总能量和总动量守恒，证明 γ 光子在此核场中产生电子对效应所必须具有的最低能量 $h\nu_{min}$(阈能)的表达式为 $E_{th}=2m_0c^2(1+m_0/M)$，M 是反冲核的质量。这时，电子对的相对速度等于零，从而证明在电子的库仑场中产生电子对效应的最低入射光子能量为 $4m_0c^2$。

11. 某一能量的 γ 射线在铅中的线性吸收系数是 0.6cm^{-1}，它的质量吸收系数和原子的吸收截面是多少？这 γ 射线的能量是多少？按防护要求，源放在容器中，要用多少厚度的铅容器才能使容器外的 γ 强度减为源强度的 1/1000？

参 考 文 献

[1] N. Tsoulfanidis, Measurement and Detection of Radiation, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, USA, 1983.

[2] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons Inc., New York, 1979.

[3] R. D. Evans, The Atomic Nucleus, Chapter 18—25, McGraw-Hill Inc., New York, 1955.

[4] P. Marmier and E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Vol. 1, Chapter 4, Academic Press Inc., New York, 1969.

[5] U. Fano, Ann, Rev. Nucl. Sci., 13,1(1963).

[6] E. Bonderup, Penetration of Charged Particles Through Matter, (Lecture Notes), Institute of Physics, University of Aarhus, Denmark, 1981.

[7] P. Richard, Methods of Experimental Physics, Vol. 17, p. 25, Academic Press Inc., New York, 1980.

[8] 汤家镛、张祖华，离子在固体中的阻止本领、射程和沟道效应，原子能出版社，北京，1988 年.

[9] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, The Stopping and Range of Ions in Solids, (Vol. 1 of the Stopping and Ranges of Ions in Matter, Ed. by J. F. Ziegler), Pergamon Press Inc., New York, 1984.

[10] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Spectroscopy, Part A, p. 3, Academic Press Inc., London, 1960.

[11] W. K. Chu et al., Backscattering Spectrometry, Academic Press Inc., New York, 1978.
(中译本:朱唯干等著,邹世昌等译,背散射谱学,上海科学技术出版社,1991 年)

[12] J. Lindhard et al., Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., Vol. 33, No. 14, (1963).

[13] S. Flugge (ed.), Handbuch der Physik, Band XXXIV, p. 53, 93, 218, Springer-Verlag, Berlin, 1958.

[14] H. H. Anderson and J. F. Ziegler, Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements, (Vol. 3 of the Stopping and Ranges of Ions in Matter, ed. by J. F. Ziegler), Pergamon Press Inc., New York, 1977.

[15] J. F. Ziegler, Helium Stopping Powers and Ranges in All Elemental Matter, (Vol. 4 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter, ed. by J. F. Ziegler), Pergamon Press Inc., New York, 1977.

[16] L. C. Northeliffe, Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 67 (1963).

[17] J. P. Biersack and L. G. Haggmark, Nucl. Instr. and Meth., 174, 257 (1980).

[18] D. S. Gemmell, Rev. Mod. Phys., 46, 129 (1974).

[19] G. Deconninck, Introduction to Radioanalytical Physics, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1978.

[20] H. D. Betz, Rev. Mod. Phys., 44, 465 (1972).

[21] L. C. Northeliffe and R. F. Schilling, Nuclear Data Table, A7, 233 (1970).

[22] K. Bethge, Experimental Methods in Heavy Ion Physics, p. 81, Springer-Verlag, Berlin, 1978.

[23] J. F. Ziegler, The Stopping and Ranges of Heavy Ions in Matter, (Vol. 5 of The Stopping and Rangos of Ions in Matter, ed. by J. F. Ziegler), Pergamon Press Inc., New York, 1980.

[24] H. Ryssel and H. Glawischnig, Ion Implantation Techniques, p. 122, Springer-Verlag, Berlin, 1982.

[25] L. Pages et al., Atomic Data, 4, 1 (1972).

[26] W. H. McMaster et al., Report UCRL-50174, Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, 1970.

第三章　气体探测器

电离室、正比计数器和盖革-弥勒(G-M)计数器统称为气体探测器。它们均以气体为探测介质，在结构上也有相似之处，可以认为同属一种类型。在核物理发展的早期，它们曾经是应用最广的探测器，50 年代以后，由于闪烁计数器和半导体探测器的发展，才逐步被取代。然而，气体探测器所特有的优点，例如，制备简单、性能可靠、成本低廉、使用方便等，使它至今仍被用于核辐射探测。探测器的技术也仍在不断地发展，特别是 70 年代以来，在高能物理和重离子物理的实验中又获得新的应用。

本章将首先讨论电子和离子在气体中的运动规律，因为它是气体探测器的物理基础，由这些规律决定了探测器的基本特性。然后，再分别讨论三种探测器的原理、性能和应用。

第一节　气体中电子和离子的运动规律

一、气体的电离

入射带电粒子通过气体时，由于与气体分子的电离碰撞而逐次损失能量，最后被阻止下来。碰撞的结果使气体分子电离或激发，并在粒子通过的径迹上生成大量的离子对(电子和正离子)。上述电离过程包括入射粒子直接与气体分子碰撞引起的电离，以及由碰撞打出的高速电子(δ 电子)所引起的电离。前一过程产生的离子对数称为初电离，后一过程产生的离子对数称为次电离，初电离和次电离的总和称为总电离。此外，粒子在单位路程上产生的离子对数称为比电离。

带电粒子在气体中产生一对离子所需的平均能量 w 称为电离能。对于不同能量的同种粒子或不同种粒子在同一种气体中的电离，其电离能都很相近，大多在 30eV 上下。表 3.1 列出了 α,β,X,γ 在常用气体中的电离能和最低电离电位。显然，电离能大于电离电位，一般要大一倍左右，因为很多能量消耗于使气体分子激发，这部分能量最后导致分子的热运动。

电离能的上述特点决定了总电离 N 与入射粒子能量 E_0 成正比关系，即

$$N=E_0/w \tag{3.1}$$

例如，^{210}Po 的 α 粒子能量为 5.3MeV，在空气中的射程为 3.8cm，其总电离 $N=E_0/w=5.3\times10^6/34=1.56\times10^5$(个)。(3.1)式也是由总电离的测量来确定粒子能量的根据。

同理，总比电离 S_t 与电离损失-$(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$的关系为

$$S_t=-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)/w,\qquad \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\propto mz^2 \tag{3.2}$$

式中，m，z 分别为粒子的质量数和电荷数。可见，比电离与粒子的性质、能量有关，根据比电离的测量还可以鉴别粒子。电离碰撞是随机过程。因此，即使粒子损失相同的能量，其总电离仍然有统计涨落。涨落大小由方差 σ^2 表示。由(1.78)式

$$\sigma^2=F\cdot\frac{E_0}{w} \tag{3.3}$$

电离的统计涨落决定了探测器的能量分辨率的下限。

表 3.1　几种气体的电离能 w(eV)和最低电离电位 I_0(eV)

气体	$w(\alpha)$	$w(X,\gamma)$	$w(\beta)$	I_0
He	46.0±0.5	41.5±0.4	29.9^{+15}_{-0}	24.5
Ne	35.7±2.6	36.2±0.4	28.6±8	21.6
Ar	26.3±0.1	26.2±0.2	26.4±0.8	15.8
Kr	24.0±2.5	24.3±0.4		14.0
Xe	22.8±0.9	21.9±0.3		12.1
H_2	36.2±0.2	36.6±0.3		15.6
N_2	36.39±0.04	34.6±0.3	36.6±0.5	15.5
O_2	32.3±0.1	31.8±0.3	31.5±2	12.5
CO_2	34.1±0.1	32.9±0.3	34.9±0.5	14.4
C_2H_2	27.3±0.7	25.7±0.4		11.6
C_2H_4	28.03±0.05	26.3±0.3		12.2
C_2H_6	26.6	24.6±0.4		12.8
CH_4	29.1±0.1	27.3±0.3		14.5
BF_3	35.6±0.3			
空气	34.98±0.05	33.73±0.15	36.0±0.4	

二、电子和离子的漂移与扩散

在气体中，电离后生成的电子和离子，除了与作热运动的气体分子碰撞而杂乱运动外，还可以有两种定向的运动。一种是由于外加电场的加速作用沿电场方向漂移，另一种是电子和离子因空间分布不均匀而由密度大的向密度小的空间扩散。以下分别讨论漂移和扩散这两种定向运动。

1. 离子的漂移

实验表明，在一定范围内($E/P\leqslant 0.03\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Pa}^{-1}$)，稳定状态下的离子漂移速度 $W^{\pm}$ 与电场强度 E 成正比，与气体的压力 P 成反比，即

$$W^{\pm}=\mu^{\pm}\frac{E}{P} \tag{3.4}$$

常数 $\mu^{\pm}$ 称为离子的迁移率，角标表示正或负离子，E/P 又称为约化场强。迁移率的大小与气体的性质有关。几种气体中离子的迁移率见表 3.2。由表可见，在气体探测器的条件下，离子的漂移速度一般为 10^3cm/s 的量级，比离子杂乱运动的速度 u 小得多。

2. 电子的漂移

电子的漂移速度与约化场强 E/P 不成正比关系，因而不能用(3.4)式表示。实际的结果如图 3.1。与离子的漂移相比，有两点重要的差别：

(1)电子的漂移速度一般比离子大 10^3 倍，约 10^6cm/s。这是因为电子的平均自由程比离子大数倍，而质量又比离子小约 10^3 倍。因而，在平均自由程内电子将获得较大的动能，并且有更大的漂移速度。

(2)电子的漂移速度对组成气体的成分非常灵敏。在单原子分子气体中(如 Ar，Xe，Kr 等)加入少量多原子分子气体(如 CO_2，CH_4，N_2 等)时，电子的漂移速度甚至可增大一个量级。

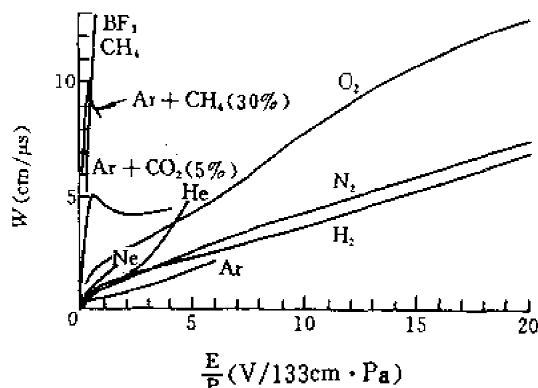


图 3.1 电子在气体中的漂移速度

对这一结果可以作定性说明。在纯单原子气体中，当电子的动能 E_e 低于分子的最低激发能级时，能量损失只是电子与分子的弹性碰撞的结果。电子的质量 m 比离子的质量 M 小很多，因此，每次碰撞损失的能量很小，最大仅为 $4mE_e/M$，只有当能量大于激发能级时，引起大量能量损失的非弹性碰撞才能发生。这样，在电场中被加速的电子在最初的几次碰撞中，能量逐次增大，直到能损等于它从电场所获得的能量时才能达到平衡。这时，漂移速度不再增加，而电子的平均能量由下式表示：

$$\frac{1}{2}mu_e^2=\eta\frac{3}{2}kT \tag{3.5}$$

式中，u_e 为电子的杂乱运动速度，$3/2kT$ 为平衡热运动能量，k 为玻耳兹曼常数，T 为气体的绝对温度，η 也称为电子的温度。显然，气体分子的激发电位愈高，η 也愈大。

3. 电子和离子的扩散

电子和离子因空间密度不均匀而由密度大的空间向密度小的空间扩散。设单位时间内通过空间一点上单位面积的粒子流(电子或离子)净数为 dn/dt，则 dn/dt 正比于粒子的密度梯度即

$$\frac{dn}{dt}=-D\nabla n \tag{3.6}$$

D 称为扩散常数，负号表示粒子流方向与密度梯度方向相反。根据气体动力论，若粒子的速度遵守麦克斯韦分布，则扩散常数 D 与粒子的杂乱运动速度 u 及平均自由程 λ 有如下关系

$$D=\frac{1}{3}\lambda u \tag{3.7}$$

这就是说，扩散常数与气体的性质、温度和压强有关。几种气体中离子的扩散常数见表 3.2。电子的扩散常数大于离子，这是因为电子的 λu 比离子大。

为了比较离子和电子的漂移和扩散，设粒子漂移的平均距离为 S_w 时，扩散的平均距离为 S_d，则可证明，在室温条件下：

$$\frac{S_d}{S_w}\approx 0.2\times\sqrt{\frac{\eta}{V}}$$

表 3.2　离子的迁移率和扩散系数

气　体	μ^+ cm·s^{-1}·V^{-1}	μ^- cm·s^{-1}·V^{-1}	$D^-\times10^2$cm^2·s^{-1}	$D^-\times10^2$cm^2·s^{-1}
H_2	5.7	8.6		
D_2				
He	5.1	6.3		
N_2	1.29	1.82	2.9	4.1
O_2	1.33	1.80	3.0	4.1
CO_2	0.79	0.95	2.5	2.6
Ar	1.37	1.7		
空气	1.37	1.8	3.2	4.2
水蒸气	0.83	0.72		

η 为粒子的杂乱运动能量与热运动能量的比值，V 为漂移路程两端的电位差，以伏为单位。若 $V=100$v，对于离子，$\eta\approx1$，$S_d/S_w\approx2\%$；对于多原子分子气体中的电子，$\eta\sim20$，$S_d/S_w\approx9\%$。可见，离子扩散的影响比电子小许多倍，而单原子分子气体中加入少量多原子分子气体可以降低 η，减小电子扩散的影响。

三、负离子的形成和离子的复合

1. 负离子的形成

电子与气体分子碰撞时，可能被捕获而形成负离子。电子在一次碰撞中被捕获的概率用 p 来表示，p 的大小与气体的性质有关。有些气体捕获概率特别大（$p\approx10^{-3}\sim10^{-4}$），如 O_2、水蒸气和卤素气体，称为负电性气体，而惰性气体和 N_2，CH_4，H_2 等捕获概率却很小（$p\leqslant10^{-6}$）。捕获概率还与电子能量有关。图 3.2 为氧分子的捕获概率 p 与电子能量 E_e 的实验曲线。在 $E_e\approx0.2$eV 附近，p 有个高峰，$p\approx10^{-3}$。随着能量增大，在 $E_e\approx2.0$ eV 附近 p 还有两个较小的峰。

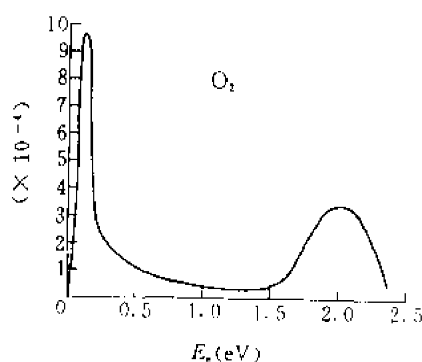


图 3.2　氧分子的捕获概率与电子能量的关系

在气体探测器中，电子在被收集前要与气体分子发生大量的碰撞。如电子杂乱运动速度 $u\approx10^7$cm/s，平均自由程 $\lambda\approx10^{-4}$cm，则在 1μs 时间内平均将发生 10^5 次碰撞。因此，在有负电性气体杂质时，电子被捕获形成负离子的机会将大大增加。形成负离子的结果使漂移速度大大地减慢；从而增加了复合损失，这将对气体探测器的性能产生不利的影响。因此，有严格要求时需要特别纯化气体。

减小负电性杂质影响的另一种方法是在单原子分子气体中添加少量的双原子或多原子分子气体。如，在 Ar 中加少量 N_2 或 CO_2，CH_4 等。其结果，既能使电子的漂移速度增加，又能减小电子被捕获的概率。

2. 离子的复合

电子和正离子碰撞或负离子和正离子碰撞可发生与电离相反的过程，即复合成中性原子或中性分子。我们把电子与正离子的复合称为电子复合，负离子与正离子的复合称为离子复合。显然，电子或离子的复合率是正比于粒子所在处电子和离子的密度。设 n^- 为电子或负离子的密度，n^+ 为正离子的密度，则复合率

$$\frac{dn^+}{dt}=\frac{dn^-}{dt}=-\alpha n^+ n^- \tag{3.8}$$

α 称为复合系数，其大小决定于气体的性质、压强和温度，并且与正、负离子的相对速度有关。由于正、负离子碰撞时的相对速度比电子和正离子碰撞时的相对速度小得多，因此离子复合系数 α_i 要比电子复合系数 α_e 大几个量级。通常 $\alpha_i \approx 10^{-6}\mathrm{cm^3/s}$，而 $\alpha_e \approx 10^{-7} \sim 10^{-10}\mathrm{cm^3/s}$，所以，负离子的形成会增大复合损失。

四、离子的收集和电压电流曲线

气体探测器是利用收集辐射在气体中产生的电离电荷来探测辐射的探测器。因此，探测器也就是离子的收集器。它通常是由高压电极和收集电极组成，常见的是两个同轴的圆柱形电极，两个电极由绝缘体隔开并密封于容器内。电极间充气体并外加一定的电压，如图 3.3 所示。辐射使电极间的气体电离，生成的电子和正离子在电场作用下漂移，最后收集到电极上。电子和正离子生成后，由于静电感应，电极上将感生电荷，并且随它们的漂移而变化。于是，在输出回路中形成电离电流，电流的强度决定于被收集的离子对数。

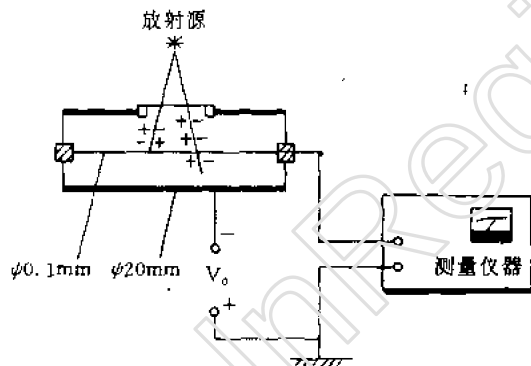


图 3.3 离子收集装置的示意图

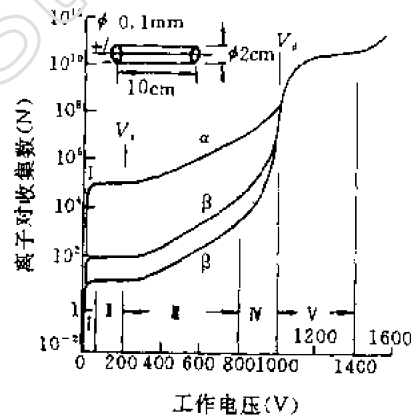


图 3.4 离子收集的电压电流曲线

用图 3.3 所示的示意装置测量在恒定强度的辐射照射下外加电压与电离电流的关系，可得图 3.4 的实验结果。曲线明显地分为五个区段。在第 I 区中，电离电流随电压增大而增加，这是因为复合损失随电压升高而减小。继续增大电压时复合逐渐消失，电流趋向饱和。曲线的第 II 区称为饱和区或电离室区。该区内离子可全部被收集，电流强度等于单位时间产生的原(初)电离电荷数。图中曲线的标记对应于 α 和 β 射线。电压超过 V_t 以后，电流又开始上升而进入第 III 区。这时的电场强度足以使被加速电子进一步引起电离，离子对数将倍增至原电离的 $10-10^4$ 倍。此种现象称气体放大。倍增的系数称气体放大系数，它随电压而增大，但电压固定时气体放大系数恒定。因为电流正比于原电离的电荷数，所以第 III 区称为正比区。电压继续增

大时由于气体放大系数过大，空间离子密集，抵消了部分场强，使气体放大系数相对地减小，称为空间电荷效应。显然，原电离越大这种影响也越大。这时气体放大系数不是恒定的，而与原电离有关，所以，第Ⅳ区称为有限正比区。进入第Ⅴ区后，倍增更加剧烈，电流猛增，形成自激放电。此时，电流强度不再与原电离有关，图中的 α 和 β 两根曲线重合。原电离对放电只起"点火"的作用，但每次放电后还必须猝熄，才能作为射线探测器。工作于该区的探测器称为 G-M 计数器，因而第Ⅴ区称为 G-M 区或盖革区。当外加电压继续增高，便进入连续放电，并有光产生。利用气体放电这一特性，设计出了流光室、火花室、电晕管和自猝灭流光（SQS）探测器。这可参见第六章和文献[15][16]。

综上可知，电离室、正比计数器和 G-M 计数器的基本结构和组成部分是相似的，只是工作条件不同使性能有差别而适用于不同的场合，在设计上也有各自的要求，下面将分别讨论。

第二节 电 离 室

一、概述

在核物理发展的早期，电离室曾起过重要的作用。例如，1911～1914 年 Hess 和 Kolhorster 从一系列电离测量中发现了宇宙射线；1932 年恰德威克利用电离室探测反冲质子，从而证实了中子的存在；1939 年弗里希利用电离室证实了核裂变时释放大量的能量等。

电离室有两种类型。一种是记录单个辐射粒子的脉冲电离室，主要用于测量重带电粒子的能量和强度。按输出回路的参量，脉冲电离室又可区分为离子脉冲电离室和电子脉冲电离室。另一种是记录大量辐射粒子平均效应的电流电离室和累计效应的累计电离室，主要用于测量 X，γ，β 和中子的强度或通量、剂量或剂量率。它是剂量监测和反应堆控制的主要传感元件。

这两类电离室在构造上基本相同，主体均由两个处于不同电位的电极组成。电极的形状原则上是任意的，但实用上大多是平行板和圆柱形的。电极之间用绝缘体隔开，并密封于充一定气体的容器内，见图 3.5。当辐射粒子通过电极之间的气体时，电离产生的电子和正离子便分别顺着和逆着空间电场方向，向相反的方向运动，最后被收集下来。其中，与记录仪器相连的一个电极叫收集电极，它通过负载电阻接地。另一个电极则加上数百至数千伏电压，叫高压电极。在收集电极和高压电极之间还有一个保护环，其电位与收集电极相同。保护环与两电极间也是由绝缘体隔开。保护环的作用是使从高压电极到地的漏电电流不通过收集电极，并使收集电极边缘的电场不被畸变而保持均匀。这样，可使电离室有明确的灵敏体积。如果没有复合和扩散的损失，在灵敏体积内形成的全部离子对都将被两电极收集。

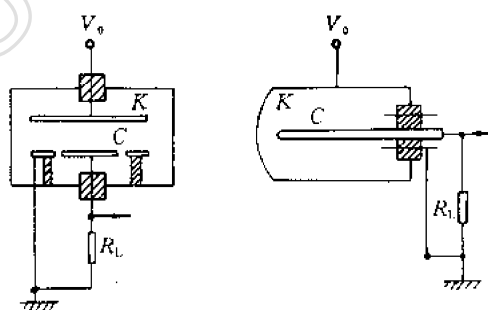


图 3.5 电离室的结构简图

电离室的大小和形状，室壁和电极的材料以及所充的气体成分、压强都要根据辐射的性质、实验的要求来确定。例如，测量 α 粒子能量的电离室，须要足够大的容积和气压，以便使 α 粒子的径迹都落在灵敏区内。对 γ 射线强度作相对测量时，为了提高灵敏度，室壁材料宜用高原子序数的金属，其厚度略大于室壁中次级电子的射程。作绝对 γ 剂量测量时，须用与空气或

生物组织等价的材料作电极和室壁。

为了避免电极间漏电造成的测量误差，要选用性能良好的绝缘体。绝缘体的面电阻比体电阻要小很多。因为表面会吸附水分，为此，要保持绝缘体表面的干燥、清洁、防止机械损伤或是用树脂密封。绝缘性能的要求对电流电离室尤其重要，一般要求体电阻大于 $10^{14}\Omega$。性能良好的绝缘体是琥珀（或人造琥珀）、石英、氧化铝、地蜡以及有机塑料如聚苯乙烯、聚氯乙烯、聚四氟乙烯和有机玻璃等，但有些塑料不适用于强辐射场。此外，在电离电流小于 10^{-14}A 时，还要考虑到由于电或机械应变产生的电流。通常，软的绝缘体（如聚苯乙烯等）应变电流要比硬的绝缘体（如石英、氧化铝等）大很多。

电流电离室常用的工作气体有纯惰性气体、N_2 和空气等，考虑到能量响应，还可用适当配比的混合气。对脉冲电离室，工作气体大多是惰性气体加少量多原子分子气体的混合气，如 90%Ar+10%CO_2，90%Ar+10%CH_4 等。对于测量中子的电离室，视中子的能量情况分别充 BF_3，CH_4，H_2 和 ^{3}He 等气体，或在电极上覆盖一层浓缩 ^{10}B 或 ^{235}U，^{238}U 等。电离室内的气压约为 10000Pa 至 10^6Pa，但在高气压时，离子的复合变得十分严重，为此须要作特别的纯化处理以清除负电性杂质。

电离室的几何构造，按对放射源的张角还可分为 2π、4π 等型式。

二、脉冲电离室

1. 脉冲的形成

在电离室的灵敏区内，入射带电粒子电离产生的大量电子和正离子，将在电场的作用下以相反的方向朝两个不同的电极漂移。由于电子和正离子的运动，它在两电极上的感应电荷随之而变。这时，如果高压电极保持恒定电位，收集电极的电位将随电子和离子的漂移而变化。这种变化始于离子对形成，终于离子对全部被收集，时间约 10^{-3}s。因此，相应于一个入射粒子的电离，在收集电极上出现一个短暂的电压或电流脉冲。

为了导出收集电极上的电压脉冲和电流脉冲的公式，我们先以平行板电离室为例来讨论。如图 3.6，平行板电离室的高压电极为 K，收集电极为 C，电源的电压为 V_0。设收集电极经负载电阻 R_L 与地相连，在没有入射粒子时，其电位 $V_C=0$。高压电极与电源的一端相连，因此总是保持在恒定的电位 V_K 上。当电源为正高压时，$V_K=+V_0$；电源为负高压时，$V_K=-V_0$。若 K、C 两电极的间距 d 比两电极的线度小很多，负载电阻 R_L 又充分大，电离室就可以认为是一个孤立的电容器，其电容量用 C_0 表示。这样，电容器内电场的总能量 ϵ 可写成

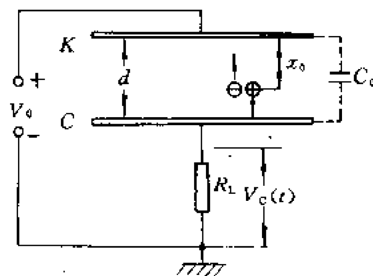


图 3.6 平行板电离室示意图

$$\epsilon=\frac{1}{2}C_0V^2 \tag{3.9}$$

式中 $V=V_K-V_C$，V 为 K、C 两电极间的电位差。因此，电场的总能量变化时，C 上的电位也要改变，其变化率的关系可由微商(3.9)式得

$$\frac{d\epsilon}{dt}=C_0V\frac{dV}{dt}=-C_0V\frac{dV_C}{dt} \tag{3.10}$$

设在电离室的灵敏区内产生了一对电子和正离子，在电场的作用下，这对粒子漂移时，电场要对它们作功，并消耗电场的能量，使场的总能量减少。电子和正离子所获得的能量又在碰撞中转化成热能。在此情况下，场能的减少率就等于电场对粒子所作的功率，即

$$-\frac{d\varepsilon}{dt}=e(E^+\cdot W^+-E^-\cdot W^-) \tag{3.11}$$

其中 E 和 W 为粒子所在处的场强和粒子的漂移速度，角标+和−表示正离子和电子，e 为单位电荷。由(3.10)式、(3.11)式得 C 上电位的变化率为

$$\frac{dV_C}{dt}=\frac{e}{C_0V}(E^+\cdot W^+-E^-\cdot W^-) \tag{3.12}$$

这就是一对电子和正离子所产生的电压脉冲公式，式中 $V=V_K-V_C$。当电源为正高压时，$V=+V_0$，相当于 C 上为正脉冲。当电源为负高压时，$V=-V_0$，相当于 C 上为负脉冲。由上式可见，电压脉冲是由电子和正离子的运动所贡献的。电子的漂移速度 W^- 比正离子的漂移速度 W^+ 大得多，因此，电子漂移引起的脉冲变化率远大于正离子所起的，它构成电压脉冲的快成份，称为电子脉冲。而正离子所贡献的慢成份则称为离子脉冲。上式右边第一项和第二项就分别对应于离子脉冲和电子脉冲，第二项的负号是因为电子的运动与电场方向相反。

收集电极上的电压脉冲波形可由积分(3.12)式得到。对于平行板电离室，电场是均匀的，即 $E=V_0/d$，粒子的漂移也近于匀速。设电子和正离子产生的地点为 x_0，见图 3.6，则电子和正离子的收集时间 T^-，T^+分别为

$$T^-=\frac{x_0}{W^-},\quad T^+=\frac{d-x_0}{W^+}$$

于是，当电源为正高压时，电压脉冲的波形为

$$V_C(t)=\frac{e}{C_0d}(W^-+W^-)t \qquad 当\ t<\frac{x_0}{W^-} \tag{3.13a}$$

$$=\frac{e}{C_0d}(W^+t+x_0) \qquad 当\ \frac{x_0}{W^-}\leqslant t\leqslant\frac{d-x_0}{W^+} \tag{3.13b}$$

$$=\frac{e}{C_0} \qquad 当\ t=\frac{d-x_0}{W^+} \tag{3.13c}$$

同样，电流脉冲 $I_C(t)$亦可由(3.12)式求得

$$\left.\begin{aligned}I_C(t)&=\frac{e}{d}(W^++W^-) && 当\ t<\frac{x_0}{W^-}\\&=\frac{e}{d}W^+ && 当\ \frac{x_0}{W^-}\leqslant t<\frac{d-x_0}{W^+}\\&=0 && 当\ \frac{d-x_0}{W^+}\leqslant t\end{aligned}\right\} \tag{3.14}$$

图 3.7 绘出了平行板电离室的电压脉冲和电流脉冲的波形。图中可见，电压脉冲有一个快速上升的前沿，其幅度 V^- 与电离产生的地点有关；最大幅度 V_∞ 则与电离产生的地点无关。

以上讨论可以推广到任意形状电极的电离室。而且，对于一个入射粒子，其电压脉冲和电流脉冲均是所有电子和离子脉冲的总和。因此，电压脉冲公式应写成

$$\frac{dV_C}{dt}=\frac{e}{C_0V}\sum_i(E_i^+\cdot W_i^+-E_i^-\cdot W_i^-) \tag{3.15}$$

式中 E_i 和 W_i 代表第 i 个粒子所在处的外加场强和漂移速度。脉冲波形可由上式积分得到

$$V_C(t)=V_C^+(t)+V_C^-(t)$$

$$V_C^+(t)=\frac{e}{C_0V}\int_0^t\sum_i E_i^+\cdot W_i^+\mathrm{d}t \qquad (3.16)$$

$$V^-(t)=-\frac{e}{C_0V}\int_0^t\sum_i E_i^-\cdot W_i^-\mathrm{d}t$$

即电压脉冲由电子脉冲 $V_C^-(t)$和离子脉冲 $V_C^+(t)$两部分组成。求和项 $E_i\cdot W_i\mathrm{d}t$ 代表在 $\mathrm{d}t$ 时间内，电子或正离子移动 $\Delta S(=W_i\mathrm{d}t)$距离时，电场对它所作的功，其大小等于 ΔS 两端的电位差。于是，

$$V_C^+(t)=\frac{e}{C_0V}\sum_i[V_i^+(0)-V_i^+(t)] \qquad (3.17\text{a})$$

$$V_C^-(t)=-\frac{e}{C_0V}\sum_i[V_i^-(0)-V_i^-(t)] \qquad (3.17\text{b})$$

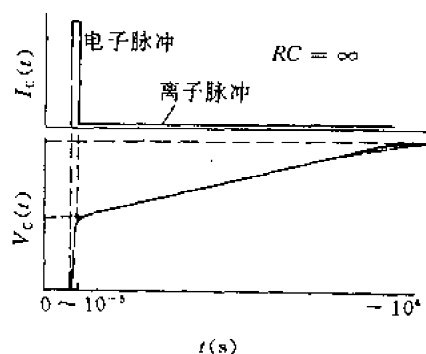


图 3.7 平行板电离室的电压脉冲和电流脉冲

式中 $V_i(0)$表示第 i 个粒子产生处的电位，$V_i(t)$表示粒子在 t 时到达地点的电位。由此可见，电子脉冲和离子脉冲的大小决定于各粒子由始点到终点的电位差总和。对于正离子，此电位差大于零；对于电子和负离子，此电位差小于零。因此，若按图 3.6 的接法，当电源为正高压时，$V>0$，$V_C(t)>0$，输出为正极性脉冲；当电源为负高压时，$V<0$，$V_C(t)<0$，输出为负极性脉冲。

电子-正离子对在同一地点产生，即

$$V_i^+(0)=V_i^-(0)=V_i(0) \qquad (3.18)$$

若电源为正高压，则当正离子到达收集电极时，$V_i^+(T^+)=0$；电子到达高压电极时，$V_i^-(T^-)=V_0$。于是，粒子全部被收集后脉冲的最大幅度 V_∞为

$$\begin{aligned}V_\infty&=V_\infty^++V_\infty^-\\&=\frac{e}{C_0V}\sum_i V_i(0)+\frac{e}{C_0V}\sum_i[V_0-V_i(0)]\\&=\frac{eN}{C_0}\end{aligned} \qquad (3.19)$$

即脉冲幅度决定于离子对总数 N。

同理，对于一个入射粒子，电流脉冲 $I_C(t)$的一般公式为

$$I_C(t)=\frac{e}{V}\sum_i(E_i^+\cdot W_i^+-E_i^-\cdot W_i^-) \qquad (3.20)$$

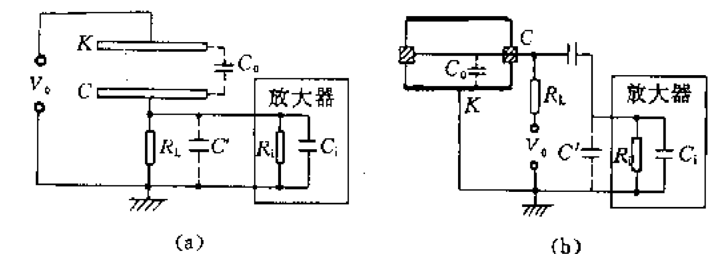
综合上面的讨论，可见：

(1)电离室内电子和正离子的漂移，使两电极上感生的电荷发生变化，从而形成电压或电流脉冲。这种变化(即脉冲)始于离子对生成，终于离子对全部被收集。必须指出，不能以为脉冲是由电子和离子被收集到电极上才形成的。这是不符合实际的，却又是常有的错误概念。

(2)脉冲的变化率取决于漂移速度。电子的漂移速度约比正离子大三个量级，这就决定了在 $t\leqslant T^-$时间内，脉冲前沿主要是电子脉冲的贡献。它构成脉冲的快成份，但它的幅度 V_∞^-与电离产生的地点有关。至于在 $T^-<t<T^+$时间内，主要是离子脉冲的贡献，这是脉冲的慢成分。但它最终达到的幅度 V_∞只决定于原电离的离子对总数，即总电离，而与电离产生的地点无关。这里还须说清，认为电子脉冲和离子脉冲的贡献是各占一半的概念也是错误的。

(3)负离子的形成会使脉冲快成份受损失。因此，使用电子脉冲的电离室要注意气体的纯度，避免负电性气体杂质。

2. 输出回路的影响，离子脉冲电离室和电子脉冲电离室



(c)

图 3.8 脉冲电离室的输出回路和等效电路

脉冲电离室输出回路常见的接法是收集电极经负载电阻 R_L 接地，高压电极电位为正或负，如图 3.8(a)所示，由收集电极输出的脉冲可直接耦合至放大器。另一种接法是高压电极接地，收集极接正高压，如图 3.8(b)所示，常见于外壳为高压电极的圆柱形电离室。收集电极输出的脉冲经隔直电容耦合至放大器。两种接法的输出回路均可等效为图 3.8(c)的电路。图中，$R=(R_LR_i)/(R_L+R_i)$，$C=C'+C_0+C_i$，R_L 为负载电阻，R_i 和 C_i 为放大器的输入电阻和输入电容，C_0 为电离室电容，C' 为杂散电容。这里，电离室可以看成一个电流源，输出的电流为 $I_C(t)$，电流 $I_C(t)$ 应等于流过 R、C 的电流之和，即

$$I_C(t)=\frac{V_C(t)}{R}+C\frac{\mathrm{d}V_C(t)}{\mathrm{d}t} \tag{3.21}$$

(3.21)式为一阶线性非齐次微分方程，初始条件为 $t=0$ 时，$I_C(0)=0$，$V_C(0)=0$，则方程的解为

$$V_C(t)=\frac{e^{-t/RC}}{C}\int_0^t I_C(t)e^{t/RC}\mathrm{d}t \tag{3.22}$$

这就是电压脉冲的一般表示式。式中 RC 称电路的时间常数，其大小直接影响输出脉冲的幅度和波形。典型的输出脉冲波形可见图 3.9

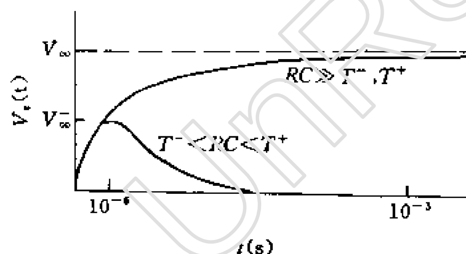


图 3.9 离子脉冲电离室和电子脉冲电离室的输出脉冲波形

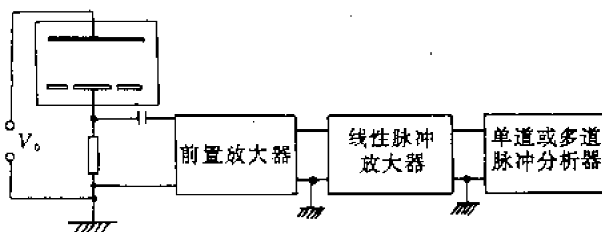


图 3.10 电离室能谱仪的方框图

3. 能量刻度和能量分辨率

利用电离室测定入射带电粒子能量的实验装置如方框图 3.10。电离室输出的脉冲经前置放大器及线性脉冲放大器放大后，输入单道或多道脉冲分析器，以测量计数率随脉冲幅度的分布曲线。这曲线称为脉冲谱。脉冲幅度经能量刻度后就可得到计数率随粒子能量的分布曲线，称为能谱。实际上，单能粒子的能谱如图 3.11(a)所示。曲线的宽度如前所述称为半宽度(极大值一半处的全宽度)，缩写符号为 FWHM，有时也用 ΔE 来表示。半宽度反映了电离室对相邻

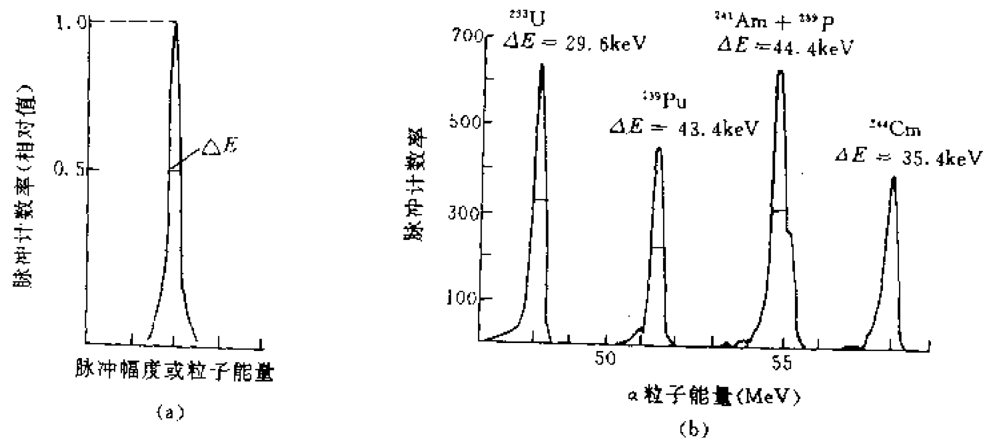


图 3.11　α 粒子的能谱

(a)单能 α 粒子的能谱；(b)实际测得的 α 粒子能谱。

谱线的分辨本领，但因为有些涨落因素与能量有关，因此更确切地表示相对分辨本领的是能量分辨率 η。η 的定义为

$$\eta=\frac{\Delta E}{E}$$

式中，E 为与谱线对应的能量，ΔE 为谱线的半宽度。一般，仪器在线性条件下工作。因此，η 也等于脉冲谱的幅度分辨率，即

$$\eta=\frac{\Delta V}{V}$$

ΔV 和 V 分别为脉冲谱线的半宽度和幅度值。

在电离室中，造成谱线展宽最基本的因素是电离的统计涨落，它决定了能量分辨率的极限。在其它涨落因素可以忽略的情况下，能量分辨率只由电离的统计涨落决定，即

$$\eta=\frac{\Delta E}{E}=2.36\frac{\sigma}{N}=2.36\sqrt{\frac{F}{N}} \tag{3.23}$$

式中，F 为法诺因子，N 为总电离，σ 为电离统计涨落的标准偏差。由上式可得出电离室的极限能量分辨率，对 0.1MeV 约为 3%，5MeV 约为 0.4%。

对实际的测量系统，我们要考虑其它涨落因素导致的谱线展宽。以屏栅电离室为例，其谱线的半宽度 ΔE 是由下列因素贡献的，即

$$\Delta E=[\Delta E_I^2+\Delta E_A^2+\Delta E_n^2+\Delta E_t^2+\Delta E_r^2+\Delta E_p^2+\Delta E_{MCA}^2]^{1/2} \tag{3.24}$$

式中，ΔE_I 为电离统计涨落的半宽度，

ΔE_A 为放大器增益涨落的半宽度，

上述涨落因素有些可以直接测定，有些则可根据统计理论算出涨落的标准偏差，然后再乘以 2.36 即得涨落的半宽度。例如，ΔE_{MCA}、ΔE_n 和 ΔE_A 均可用精密脉冲发生器输入恒定的电荷量至系统内，测定脉冲谱的半宽度。又如，用于电离室的电荷灵敏前置放大器噪声贡献的半宽度 ΔE_n 约为 1keV。对 ^{210}Po 的 5.299MeV 的 α 粒子，ΔE_r 经测定为 16.8keV，ΔE_A 为 0.53keV，最佳的屏栅电离室 ΔE_p 为 4.7keV。ΔE_t 和 ΔE_r 的总和为 29.1keV。对 1024 道分析器，若第 1 道对应为 4MeV，第 1024 道对应为 6MeV，则 ΔE_{MCA} 约 2keV。综上结果，据(3.24)式可得总半宽度 ΔE 为 34keV，与实际测量的最佳值 35keV 非常接近，对应的能量分辨率 $\eta\sim 1\%$。

三、电流电离室和累计电离室

1. 平均电离电流和累计电荷

如前所述，脉冲电离室所能记录的带电粒子数目不能过大，否则脉冲将重叠，甚至无法分辨。因此，在大量入射粒子的情况下，只能由平均电离电流或积累的总电荷来测定射线的强度。这就是电流电离室和累计电离室。

根据脉冲电离室的讨论，对于一个入射粒子，电流脉冲 $I_C(t)$ 为

$$I_C(t)=\frac{e}{V}\sum_i(E_i^+\cdot W_i^+-E_i^-\cdot W_i^-)$$

在大量入射粒子时，若电离强度不变或变化得很缓慢，即恒电离情形，则平均电离电流 I_C 为

$$I_C=e\int n\mathrm{d}\tau=eN \tag{3.25}$$

其中 e 为电子的电荷，n 为体积元 $\mathrm{d}\tau$ 内单位体积中离子对产生率，N 为在灵敏体积内离子对总产生率。上式结果说明，若不计扩散和复合，在恒电离条件下，平均电离电流（即饱和电流）应等于灵敏体积内电荷的产生率。又设在收集电极 C 上感生的电荷不漏掉，那么，经过 t 时后累计的电荷 Q 应为

$$Q=eNt \tag{3.26}$$

而收集电极上电位 V_C 的变化 ΔV_C 为

$$\Delta V_C=\frac{eNt}{C_0} \tag{3.27}$$

C_0 为 K、C 两电极构成的电容。

以上讨论均忽略了电子和离子由于扩散和复合的损失。由于这些损失，电离电流将低于(3.25)式的结果。损失的大小随 K、C 两电极间的电压 V_0 的增大而减小。因此，当电压 V_0 由零逐渐增大时，电离电流 I_C 随之增大，而后趋向饱和，如图 3.12 所示。这时，扩散和复合的损失比起电离电流来可以忽略。

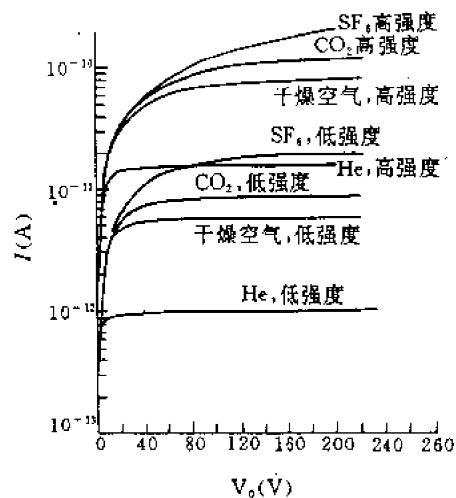


图 3.12　几种工作气体的饱和曲线

Rossi[3]曾计算过平行板电离室的扩散和复合的损失。扩散损失为

$$\left(-\frac{\delta I}{I}\right)_D=\frac{D^+}{W^+\mathrm{d}}+\frac{D^-}{W^-\mathrm{d}}=\frac{2.5\times10^{-2}}{V_0}(\eta^++\eta^-) \tag{3.28}$$

其中 D 和 W 为扩散系数和漂移速度，d 为两电极间的距离，V_0 为电离室的工作电压，单位为伏，η 为杂乱运动与热运动能量的比值，见(3.5)式。对于离子，$\eta\sim1$；对于电子，$\eta\sim10^2$。当 V_0 约等于 10^2 时，电子的扩散损失较大，离子的扩散损失可忽略。

复合损失为

$$\left(-\frac{\delta I}{I}\right)_R=\frac{\alpha}{6}\ \frac{nd^2}{W^+W^-} \tag{3.29}$$

式中 α 为复合系数。电子复合系数约比负离子复合系数小 10^4 倍，而漂移速度约大 10^3 倍。因此，负离子的形成会明显地增大复合损失。

综上可知，电离室的饱和曲线与所充的气体、电极的几何条件和电离强度有关。电极间距大，有负电性气体杂质或电离强度大的情况下，扩散和复合的损失要更大些，饱和曲线上升得要更缓慢些。此外，高比电离粒子（如 α 和核裂变碎片）由于径迹上密集离子的柱状复合，饱和曲线也比低比电离粒子上升得缓慢些。图 3.12 为圆柱形电离室充空气、He，CO_2，SF_6 四种气体时，在高强度和低强度辐照下的饱和曲线。可见，在高强度辐照下更慢地趋向饱和。

2. 电流电离室的工作特性

使用电流电离室时，常要考虑的指标主要有：饱和特性、灵敏度和线性范围。用于剂量测量的电离室还必须考虑它的能量响应特性。

(1)饱和特性。实际的电流电离室其饱和区内的电离电流仍随电压升高而略为增大，表现在饱和区内有一定的斜率，一般以电压每百伏变化时，输出电流变化的百分率来量度。造成斜率的主要原因，一是电压升高时，电极边缘的电场增强，使实际的灵敏体积扩大；二是由于负电性气体杂质的存在，消除负离子和正离子的复合需要更强的电场。而饱和区的场强仍不足以消除这类复合，但随电压增高时复合率可逐渐减小。由此可见，要获得良好的饱和特性就必须纯化气体，或在惰性气体中添加少量的多原子分子气体，如 CO_2，N_2，CH_4 等。此外，在结构设计上还应使电极间距尽可能地短，并使场强均匀分布。

(2)灵敏度。电离室的灵敏度以单位强度的射线辐照下输出的电离电流来量度。不同的射线因强度单位不同，灵敏度单位也不相同。如测量 γ 射线和中子的电离室，灵敏度单位分别用 $A/(C\cdot kg^{-1}\cdot h^{-1})$ 和 $(cm^2\cdot S^{-1})$ 表示。γ 射线电离室的灵敏度决定于室壁材料，覆硼或覆铀的中子电离室则决定于涂覆材料和涂覆面积。此外，灵敏度还与气压 P、电极间距 d 等有关。在一定范围内，增大 Pd 值可提高灵敏度。中子电离室有时还采用多层平行板式、多层同心筒电极来增大涂覆面积，使在保证灵敏度的前提下，减小电离室的尺寸。

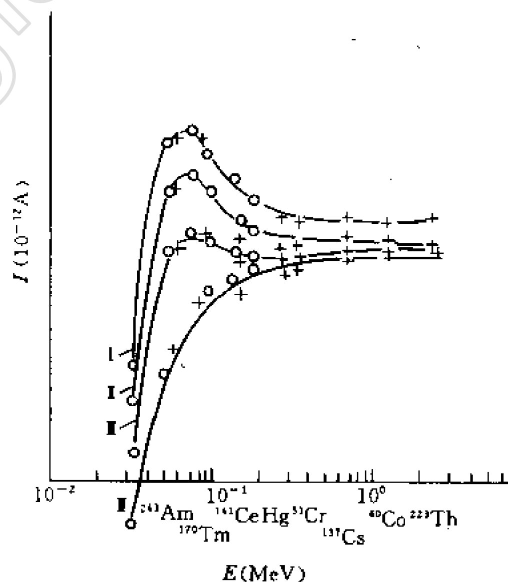


图 3.13 γ 射线电离室的能量响应

I—工作气体为 Ar；II—工作气体为 50%Ar+50%N_2；III—工作气体为 20%Ar+80%N_2；IV—工作气体为 N_2。

灵敏度与辐射的能量有关，它随能量的变化称为能量响应。图 3.13 和 3.14 分别为 1G1 型 γ 射线电离室和 1G5/H18 型中子电离室的能量响

应曲线。因此，电离室的灵敏度指标均指特定能量下（例如，1MeV 的 γ 或中子）的数值。

(3)线性范围。线性范围指电离室输出电流与辐射强度保持线性关系的范围。在确定的工作电压下，若辐射强度过大，复合损失将使工作点脱离饱和区，即超出线性范围。如图 3.15(a)就是不同辐射强度的饱和曲线，标号 1 至 6 相应于顺次增强的辐射。可见，工作电压为 V_a 时，若超过曲线 5 所对应的强度，工作点就要脱离饱和区，反映在输出曲线(b)上，当输出电流超过 I_{ca}后就偏离线性关系。这时若把工作电压提高到 V_b，线性范围可扩大到 I_{cb}，但过高的电压会引起放电等问题。最好的办法还是改善饱和特性。实用上常以额定工作电压下，保持线性关系的最大输出电流来标志电离室的线性范围。

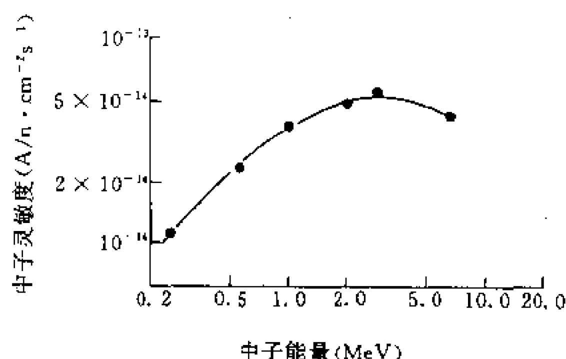


图 3.14 中子电离室的能量响应

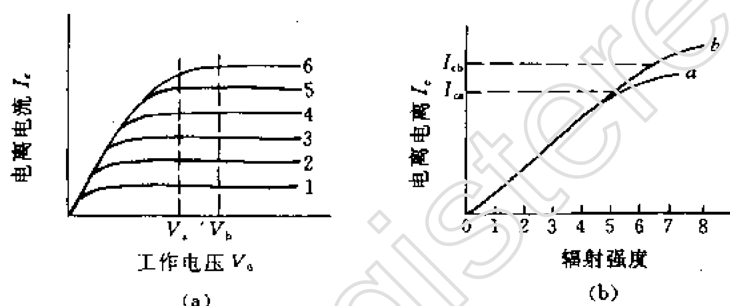


图 3.15 电离室的线性范围

第三节 正比计数器

一、概述

气体探测器工作于正比区时，在离子收集的过程中将出现气体放大现象，即被加速的原电离电子在电离碰撞中逐次倍增而形成电子的雪崩。于是，在收集电极上感生的脉冲幅度 V_∞将是原电离感生的脉冲幅度的 M 倍，即

$$V_\infty = -\frac{MNe}{C_0} \tag{3.30}$$

常数 M 称为气体放大系数，N 为原电离离子对数，C_0 为 K、C 两电极间的电容，e 为单位电荷，负号表示负极性脉冲。处于这种工作状态下的气体探测器就是正比计数器。

与电离室相比，正比计数器有如下优点：

(1)脉冲幅度较大。约比电离室脉冲大 10^2-10^4 倍，因此不必用高增益的放大器。

(2)灵敏度较高。对于电离室，原电离数目必须大于 2000 对左右才能分辨出来，而正比计数器原则上只要有一对离子就可被分辨。因此，正比计数器适合于探测低能或低比电离的粒

子，如软β、γ和X射线以及高能快速粒子等。探测下限可达250eV。

(3)脉冲幅度几乎与原电离的地点无关。与G-M计数器相比，正比计数器的脉冲宽度窄，可作快速计数；寿命较长；可根据不同的探测对象充气，如探测热中子时充BF_3气体，探测快中子时充H_2、CH_4和^3He气体，探测X射线时充Kr或Xe气等。此外，正比计数器还能用于粒子鉴别，以及作为低水平测量的探测器和位置灵敏探测器等。

正比计数器的主要缺点是脉冲幅度随工作电压变化较大，且容易受外来电磁干扰，因此，对电源的稳定度要求也较高(≤0.1%)。

正比计数器大多是由同轴圆柱形电极构成，因为在一般电压下(～kV)，圆柱形电极比平行板电极容易获得强电场区，灵敏体积也大，并且脉冲幅度与电离产生的地点无关。图3.16为圆柱形正比计数器的示意图，其中心丝电位为正，称为阳极或丝极，圆筒的电位为负，称为阴极。从阳极输出的脉冲经过脉冲放大器送入脉冲幅度分析器，或者直接接定标器记录。

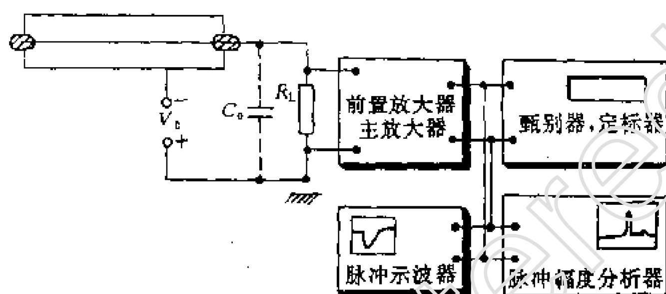


图3.16 正比计数器和正比谱仪示意图

二、气体放大机制

1. 正比区的气体放大

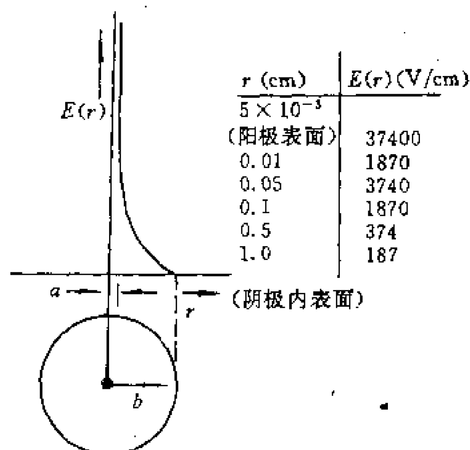
设圆柱形计数管的阳极半径为a，电位为V_C；阴极半径为b，电位为V_K；外加工作电压$V_0=V_C-V_K$，则沿着径向位置为r的电场强度$E(r)$为

$$E(r)=\frac{V_0}{r\ln(b/a)} \tag{3.31}$$

式中r为该点与轴心的距离。

可见，随r的减小，$E(r)$开始是逐渐地增大，而当r接近于阳极半径时则急剧地增强。例如，当$a=5\times10^{-3}$cm，$b=1$cm，$V_0=1000$V时，径向各点的场强变化如图3.17所示。

当射线通过电极间气体时，电离产生的电子和正离子在电场作用下，分别向阳极和阴极漂移。正离子的质量大，且沿漂移方向的电场又是由强到弱，因此电场的加速不足以使它发生电离碰撞。而电子则不然，漂移愈接近阳极，电场强度愈强。到达某一距离r_0后，电子在平均自由程上获得的能量足以与气体分子发生电离碰撞，产生新的离子对。同样地，新的电子又被加速再次发生电离碰撞。漂移电子愈接



r (cm)	E(r)(V/cm)
5×10⁻³ (阳极表面)	37400
0.01	1870
0.05	3740
0.1	1870
0.5	374
1.0	187

图3.17 圆柱形正比计数管的电场分布

近阳极，电离碰撞的概率也愈大。于是，不断增殖的结果将倍增出大量的电子和正离子，这就是电子雪崩的过程。除了电离之外，在雪崩过程中还可能由下列原因产生电子：

(1)光电效应：受激原子在退激时发射的光子，以及复合等过程发射的光子，只要能量足够大，都可能在气体分子或阴极表面上打出光电子。

(2)阴极表面的二次电子发射：正离子或受激原子撞击阴极表面时可能发射二次电子。

不过在正比区，由以上两种过程产生的电子比由电离碰撞产生的要少得多，对雪崩的贡献是可以忽略的。只有过渡到有限正比区后，才有显著的贡献。

气体放大机制的理论最先是由罗斯(Rose)和柯夫(Korff)提出的。为了计算气体放大系数 M，罗斯假设在雪崩过程中可以忽略离子的复合和负离子的形成、光电效应和阴极表面的二次电子发射以及电离的统计涨落等因素。

根据上述假设，在雪崩过程中，n 个电子经过 dr 距离后，电子增殖的平均数 dn 可由下式表示，

$$dn = -\alpha n dr \tag{3.32}$$

式中 α 是与气体的性质、压强以及电场强度有关的常数，称为第一汤姆逊(Townsand)系数它代表一个电子在单位路程上发生电离碰撞的次数。若用电离碰撞的截面 σ 表示，上式亦可写成

$$dn = -nN_0\sigma dr \tag{3.33}$$

式中 N_0 为气体分子的密度，所以

$$\alpha = N_0\sigma = \frac{1}{\lambda_I} \tag{3.34}$$

λ_I 为电离碰撞的平均自由程。

假定当工作电压为 V_0 时，电子在 r_0 处开始雪崩。显然，当 V_0 等于阈电压 V_d 时，$r_0 = a$。因此，由(3.31)式得

$$\frac{V_0}{r_0} = \frac{V_d}{a} \tag{3.35}$$

将(3.32)式从 r_0 积分到 a 得

$$M = \frac{n(a)}{n(r_0)} = e^{\int_a^{r_0} \alpha dr} \tag{3.36}$$

M 即为气体放大系数。

以下我们来计算 α 值，实验证明，当电子的能量小于 40～50eV 时，碰撞截面 σ 与电子的平均能量 E_e 成正比，即

$$\sigma = kE_e \tag{3.37}$$

其中 k 为与气体性质有关的常数。电子在两次电离碰撞间由于电场加速所获得的平均能量 $E_e = eE(r)\lambda_I$，$E(r)$ 为距中心轴线为 r 处的电场强度。若 E_e 用电子伏特作单位，则

$$E_e = E(r)\lambda_I \tag{3.38}$$

联合(3.31)式、(3.34)式、(3.37)式和(3.38)式得

$$E_e = \sqrt{\frac{E(r)}{N_0 k}} = \sqrt{\frac{V_0}{N_0 k r \ln(b/a)}} \tag{3.39}$$

$$\alpha = \sqrt{E(r) k N_0} = \sqrt{\frac{k N_0 V_0}{r \ln(b/a)}} \tag{3.40}$$

将(3.40)式代入(3.36)式得

$$M=\exp\left\{2\left(\frac{kN_0V_0}{\ln(b/a)}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\sqrt{r_0}-\sqrt{a}\right)\right\} \tag{3.41a}$$

$$=\exp\left\{2\left(\frac{kN_0V_0a}{\ln(b/a)}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\left(\frac{V_0}{V_d}\right)^{\frac{1}{2}}-1\right]\right\}$$

$$\approx 2^m \tag{3.41b}$$

其中 m 为电子从 r_0 到 a 的路程上发生电离碰撞的平均数。

由上可知，气体放大系数决定于气体的性质(即常数 k)、气体的压强 P、工作电压 V_0 和电极半径 a 和 b。实验结果表明，在单原子分子和双原子分子气体中，当 $M<10^2$ 时，以及在多原子分子气体中，$M<10^4$ 时，各参量间的关系很好地与(3.14a)式符合。典型的结果如图 3.18 和图 3.19 所示，图 3.18 为在 $P=8000$Pa 的混合气体(94%Ar+6%O_2)和 $P=12000$Pa 和 4.3×10^4Pa 的 CH_4 中，M 与 V_0 的关系曲线。图 3.19 为 Ar+CH_4 的混合气体中 M 与 V_0 的关系曲线。曲线上的数值为甲烷浓度的百分比。可以看到，实验点与(3.14a)式的计算值符合得很好，也说明罗斯关于雪崩过程的基本假设是正确的。

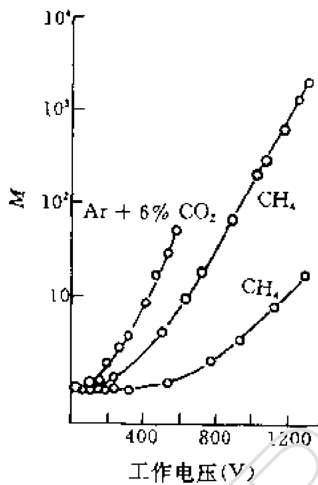


图 3.18 在 Ar 气中气体放大系数与工作电压关系

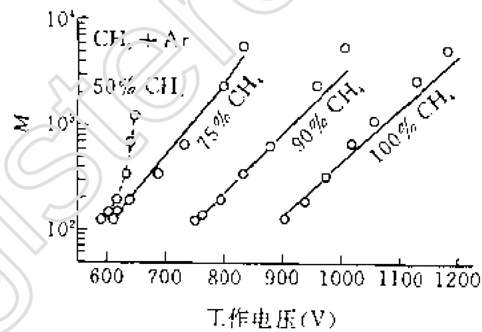


图 3.19 在 Ar+CH_4 混合气体中气体放大系数与工作电压的关系

以罗斯的实验为例，若 $a=0.00375$cm，$b=0.5$cm，管内充 CH_4，$P=1.3\times10^4$Pa，则由实验测得阈电压 $V_d=30$V。当 $V_0=1000$V 时，由(3.35)式得 $r_0=0.0087$cm，故$(r_0-a)=0.005$cm。此外，在上列条件下测得 $M=400$，由(3.41b)式得到 m=8.7，而平均自由程 $\lambda_i\cong(r_0-a)/m=5.8\times10^{-4}$cm。可见，雪崩只发生在阳极周围很狭小的范围内，漂移电子大约经过 8~9 次电离碰撞后即到达阳极。

2. 有限正比区的气体放大

当气体放大系数比较大时，例如，单原子或双原子分子气体 $M>10^2$，多原子分子气体 $M>10^4$，M 随电压而增大更为迅速，实验与理论计算的结果不再符合。这说明在雪崩过程中必然有更多的新电子出现，这些新电子来自光子在气体或阴极表面上的光电发射以及正离子在阴极上的二次电子发射。换句话说，罗斯理论中忽略的因素这时开始起作用了。此外，由于正离子的漂移速度很慢，在雪崩过程中，大量的正离子几乎不动地聚集在阳极附近，形成正离子云，

使阳极周围的电场减弱，造成 M 减小，这就是空间电荷效应。上述三种效应均随电压的增加而愈加显著。在电流电压曲线上，这段区域相当于正比区与 G-M 区间的过渡区，叫做有限正比区。以下分别讨论这三种效应：

(1)*光子的作用*：电子完成一次雪崩的时间约 10^{-6}s，而光子在气体中或阴极上打出光电子的时间却小于 10^{-7}s。因此，光电子参加雪崩过程在实验上是无法分辨开的。令纯粹电离碰撞的气体放大系数为 M_0，每一次电离碰撞后打出光电子的概率为 γ，那么，一个原电离电子经雪崩后形成的总电子数 M 可用下列级数表示

$$M=M_0+\gamma M_0^2+\gamma(\gamma M_0^2)M_0+\cdots \tag{3.42}$$

式中 γM_0 的大小决定于工作电压。如果满足条件 $\gamma M_0<1$，则级数收敛为

$$M=\frac{M_0}{1-\gamma M_0} \tag{3.43}$$

即由于光子的作用，雪崩后的电子总数应为原电离电子数的 M 倍，M 即气体放大系数。当 $\gamma M_0 \ll 1$ 时，$M\sim M_0$，这时，工作电压相当于在电压电流曲线的正比区。随着电压增高，γM_0 逐渐增大，光子的作用愈加明显，M 也更加迅速地上升。同时，空间电荷效应也跟着显著起来，M 值不再为常数，而与原电离有关。这时的工作电压相当于在有限正比区。当 $\gamma M_0\to 1$ 时，$M\to\infty$，自激放电发生，这时相当于过渡到盖革区。为了保证 M 的稳定，γ 应尽可能小。通常，$\gamma\approx 10^{-4}\sim 10^{-5}$。

在雪崩过程中光子的作用为罗斯的实验所证实。罗斯用大小相同的黄铜阴极的三个正比计数管($a=0.00375$cm，$b=0.5$cm)做实验，其中在第Ⅰ个阴极上钻了许多孔，表面经过氧化处理；第Ⅱ个的阴极同样钻了许多孔，但不经过氧化；第Ⅲ个的阴极无孔也不氧化。三个管子分别在充 H_2 和 CH_4 的情况下，测 M 随电压的变化，结果见图 3.20 和图 3.21 所示。

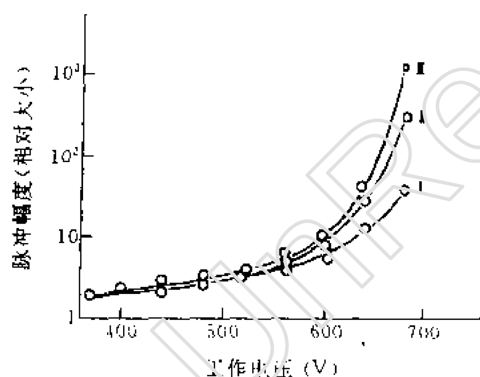


图 3.20　充 H_2 正比计数管

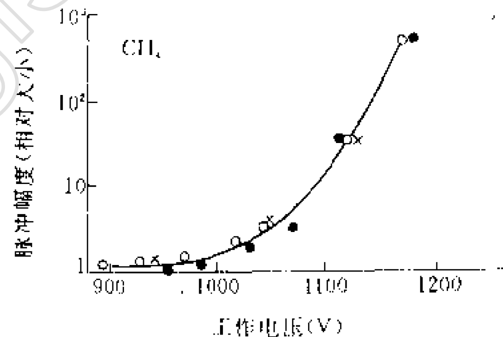


图 3.21　充 CH_4 正比计数管

○无孔黄铜阴极；X 钻孔黄铜阴极；

●钻孔氧化黄铜阴极。

在充 H_2 的情况下，第Ⅰ个管子的阴极由于表面氧化使光电发射概率减小。因而，在相同的电压下，脉冲幅度要比第Ⅱ个管子小。而第Ⅲ个管子由于接受光子的表面积均大于前两个，因而脉冲幅度更要大些，见图 3.20。

在充 CH_4 的情况下，图 3.21 的三条曲线合而为一。这是因为多原子分子的 CH_4 能强烈地吸收紫外光而分解，从而抑制了光子在阴极上的作用。所以只有在充单原子和双原子分子气体的情况下，光子在阴极上的作用才变得明显。

多原子分子对光子有抑制作用，M 可高至 10^4 仍保持与(3.41a)式符合，而单原子和双原子分子则只能达 10^2。在图 3.19 中还可看出，Ar 含量愈大，M 上升得也愈快。当含量达 50% 时，曲线远远地偏离理论值而急剧上升。

(2) 正离子的作用：在雪崩区产生的正离子约经 10^{-3}s 后到达阴极，并可能引起阴极上的二次电子发射。新电子又有可能引起第二次雪崩，不过第二次雪崩要小于第一次。若电压足够大，过程还可继续重复。因此，当输出回路的时间常数 $RC \ll T^+$ 时，在继第一次雪崩的脉冲后，将跟着一个或几个小脉冲；当 $RC \gg T^+$ 时，这些脉冲会重叠起来使幅度增大，如图 3.22。

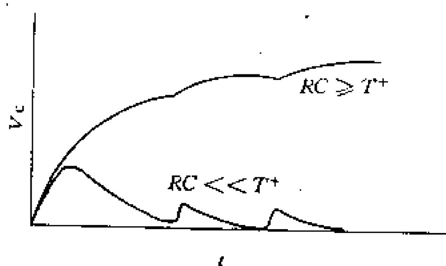


图 3.22　多次雪崩的脉冲波形示意图

同样地，阴极的二次电子发射也只有在单原子和双原子离子的作用下才比较显著。多原子离子往往是在阴极表面拉出电子中和后就分解，而不发射二次电子。因此，多原子分子也具有抑制二次电子发射的作用。要是在单原子分子气体中加入少量的多原子分子气体，则单原子离子可能与多原子分子发生转荷过程，结果使前者中和，后者成为正离子，从而抑制了阴极上的二次发射，这种作用称为猝熄。

(3) 空间电荷效应：在雪崩完成时，大量正离子仍几乎不动地散布在阳极周围，构成正离子云，使阳极附近的电场减弱。这种影响在正比区是可以忽略的。但是，在有限正比区特别是沿轴向的离子密度很大的情况下，就有明显的影响了。在图 3.23 上可以看出，在高 M 范围，电压增大时 M 上升相对地缓慢下来，并且，由于 α 粒子比电离较大，相应的 M 也要比 β 粒子小。同理，粒子径迹垂直于轴线时，M 要比平行时小。因此，在有限正比区，气体放大系数不再是常数而与原电离密度、径迹取向等有关。

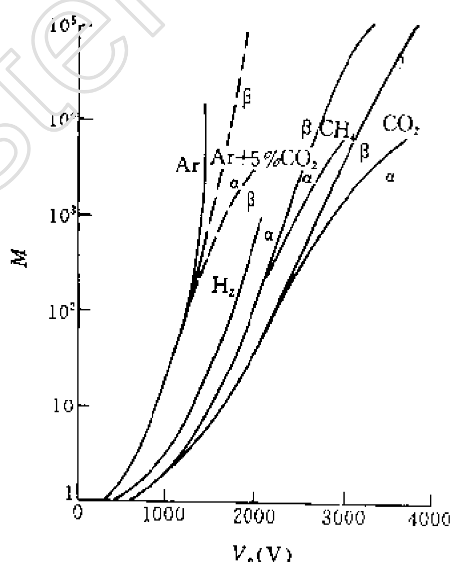


图 3.23　几种气体的气体放大系数和工作电压的关系

三、脉冲的波形

在脉冲电离室中，脉冲是由原电离离子对运动的感生电荷形成的，而正比计数器却不同，只要气体放大系数 M 足够大，原电离的贡献是微不足道的。因为雪崩后增殖了大量的电子和正离子，它们的运动将感生更大的脉冲。假设入射带电粒子的原电离发生在半径为 r 的地方，因此产生的电子经过 t_1 时间后到达阳极附近的雪崩区域，这时雪崩才开始。增殖后的电子和正离子的运动，使电压脉冲急剧上升。同样地，脉冲仍由两部分组成，一部分是电子运动所贡献的，另一部分是正离子运动所贡献的。由圆柱形电离室的情况可知，电子脉冲的幅度 V_∞^- 与总脉冲幅度 V_∞ 的比例为

$$\frac{V_\infty^-}{V_\infty}=\frac{\ln(r_0/a)}{\ln(b/a)} \tag{3.44}$$

前已述及，雪崩仅发生在阳极附近极小的范围内，即 $r_0 \sim a$。因此，电子脉冲 V_∞^- 只占总脉冲

V_∞中很小的一部分。例如，计数管的 $a=0.01$cm，$b=1$cm，设雪崩区的厚度等于电子平均自由程的 10 倍，即 $r_0-a=10\lambda_1$，当 $P=50$kPa 时，$\lambda_1\approx5\times10^{-3}$cm。于是，$r_0=0.06$cm，代入(3.44)式得 $V_\infty^-/V_\infty\approx10\%$。相反地，正离子几乎是从阳极漂移到阴极。因此，正比计数器的电压脉冲主要是由倍增后的正离子贡献的。

根据公式(3.15)，电压脉冲的变化率正比于离子的漂移速度。对于正离子，W^+正比于场强 E。离子从阳极移向阴极时，加速电场逐渐减弱。所以，正离子的脉冲 V_C^+ 开始时增长较快，而后逐渐缓慢下来。整个脉冲波形如图 3.24 所示，图中粗线代表输出时间常数 $R_0C_0=\infty$ 时的脉冲形状。从电离发生到雪崩开始($0\to t_1$)的时间内，脉冲只有微弱的增长，这是原电离电子的运动感生的。随后，从雪崩开始到电子被阳极收集的 t_1 到 t_2 时间内，由于增殖电子的运动，脉冲急剧增长到 V_∞^-。从 t_2 到 t_3 时间内由于正离子的运动，脉冲先是增长得较快，然后逐渐地缓慢下来，直到 t_3 时刻达到 V_∞。我们把 t_1 称为时滞，它的大小决定于电离产生的地点和电子的漂移速度，即 $t_1\sim r/W^-$。

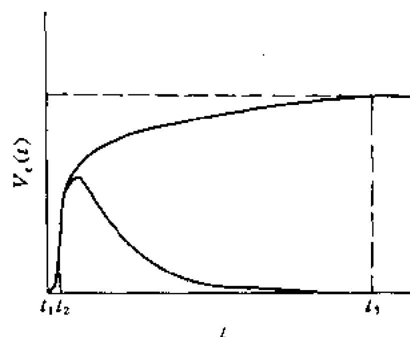


图 3.24　正比计数器的脉冲波形

综上可知，正比计数器的电压脉冲主要是由增殖后的大量离子对贡献的。这些离子对集中在阳极丝附近，电压脉冲的幅度与电离产生的地点无关。

第四节　G-M 计数器

一、概述

在第三节里我们讨论了有限正比区的光子、正离子和空间电荷三种效应。在此区中气体放大系数随电压急剧上升，并失去与原电离的正比关系，当 $M\geqslant10^5$ 时，电子雪崩持续发展成自激放电，此时增殖的离子对总数就与原电离无关了。这段电压区以发明计数器的盖革(Geiger)和弥勒(Muller)的姓命名，称为盖革-弥勒区。工作于该段电压区的计数器叫做盖革-弥勒计数器，简称 G-M 计数器。

G-M 计数器探测射线具有以下优点：

(1)灵敏度高：不论何种类型的射线，如果能在计数器的灵敏区内产生一对离子，便可能引起放电而被记录。

(2)脉冲幅度大：输出脉冲幅度可达几伏甚至几十伏，可以不必经放大器或只需单级放大器便能触动记录电路。

(3)稳定性高：不受外界电磁场的干扰，而且对电源的稳定度要求不高，一般好于 1%即可。

(4)计数器的大小和几何形状可按探测粒子的类型和测量的要求在较大的范围内变动。例如，外径可从 2mm 到数 cm，长度可以从 1cm 到 1m 左右。不同类型的 G-M 计数器见图 3.25。

(5)使用方便、成本低廉、制作的工艺要求和仪器电路均较简单。整个测量系统可以做得轻

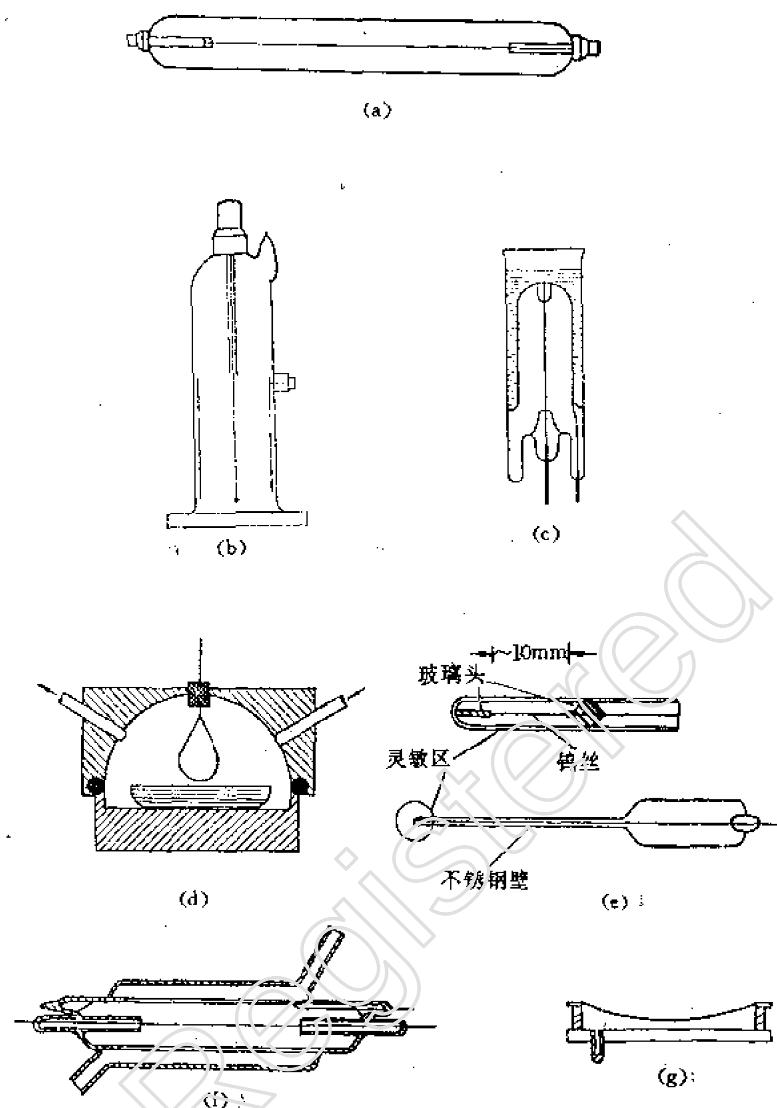


图 3.25 不同类型的 G-M 计数管
(a)圆柱型；(b)钟罩型；(c)液样管；(d)流气式；
(e)针型；(f)套式；(g)平行板型。

巧灵便，适于携带。

在核物理发展的早期 G-M 计数器曾是使用最广的辐射探测器。至今，在放射性同位素应用和剂量监测工作中，仍是常用的探测元件。

G-M 计数器的主要缺点是：①不能鉴别粒子的类型和能量；②分辨时间长，约 $10^2\mu s$，不能进行快速计数；③正常工作的温度范围较小（卤素管略大些）；④有乱真计数。

按充气的性质，G-M 计数器可分为两大类。一类是充纯单原子或双原子分子气体，如惰性气体或 H_2、N_2 等，称为非自熄计数器，这类计数器由于使用上不方便，已很少采用了。另一类是充单原子分子与多原子分子的混合气体或纯多原子分子气体，这类计数器称为自猝熄计数器。按猝熄气体又可分为有机自猝熄和卤素自猝熄计数器。以下我们主要讨论这两种自猝熄

计数器。

与正比计数器一样，G-M 计数器大多是圆柱形的。电源常见接法如图 3.26 所示，中央阳极接地时，阴极接负高压，而阴极接地时，阳极接正高压。

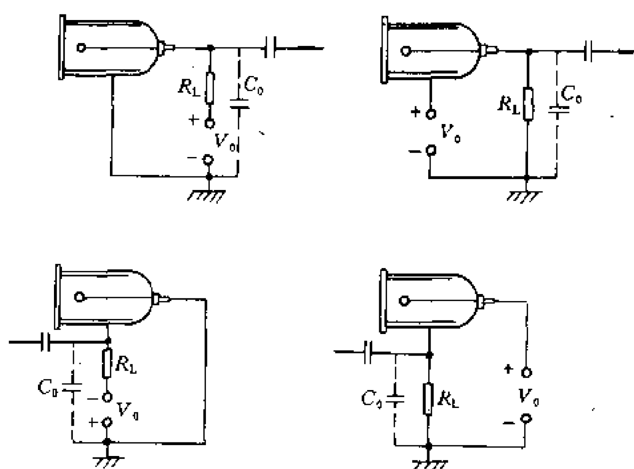


图 3.26 G-M 计数管的输出电路

二、放电与猝熄的机制

1. 有机自熄计数器

在正比区内，电子的增殖几乎全部是由于纯粹的电离碰撞，光子和正离子的作用极微弱。因此，经一次雪崩之后增殖过程即行终止，而且雪崩只限于局部的区域。在 G-M 区内，情况就大不相同了。在雪崩过程中，受激原子的退激或正负离子的复合都会发射大量的紫外光光子，这些光子由雪崩区向四面发射。如果充的是纯的单原子或双原子分子气体，由于它吸收紫外光的概率很小，大部分光子都能透过气体到达阴极表面，并可能打出光电子。而新的电子漂移到阳极附近的强场区时，又会再次引起雪崩。这样，只要每次雪崩能够产生一个新电子，放电便会持续地发展下去，很快地在 10^{-7}s 内遍及整个灵敏区，此即为自持放电。设在每次电离碰撞中光子打出新电子的概率为 γ，纯粹电离碰撞的气体放大系数为 M_0，则根据(3.43)式自激放电的条件是

$$\gamma M_0 = 1$$

在通常情况下，$\gamma \sim 10^{-5}$，因此当 $M_0 \sim 10^5$ 时就能发生自持放电。

经过上述多次雪崩后，大量电子很快地被收集，而正离子却几乎不动地包围着阳极，构成正离子鞘。于是，阳极附近的电场随着正离子鞘的形成而逐渐减弱，以致使新电子无法再增殖，放电便终止了。此后，正离子鞘在电场作用下朝阴极移动。当它离开雪崩区后，被削弱的电场才重新恢复。但是，当漂移的正离子撞击阴极表面时又可能引起二次电子发射，发射的新电子能再次引起自持放电。如不设法制止，放电就会一次一次地持续下去。然而作为射线探测器，要求对于一个入射粒子的电离只产生一次放电，输出一个电脉冲。为此，一次放电后就必须设法使它终止，这就叫放电的猝熄。猝熄的方法有外猝熄和内猝熄两种。充纯单原子或双原子分子气体的计数管，它自身不能猝熄放电，只能用外猝熄方法。例如，利用负载电阻的压降，使放电后计数管的工作电压在正离子鞘从阳极移动到阴极的一段时间内降低到放电的阈电压以下。这样，当正离子撞击阴极表面时发射的二次电子就不能再引起放电。这种需要外猝熄的计数管称为非自猝熄计数管。另一种猝熄的方法是在单原子或双原子分子气体中加入少量的猝熄气体，使计数管在放电后自行猝熄。猝熄气体有两类：一类是有机气体，如酒精、石油醚、甲酸乙酯等，使用这类猝熄气体的 G-M 管称为有机管。另一类是卤素气体，如 Br_2，Cl_2 等，使用这类猝熄气体的 G-M 管称为卤素管。两类计数管的猝熄机制大致相同，略有差别。我们先介绍有机管的猝熄机制。

在单原子或双原子分子气体中加少量的有机气体，一般占总含量的 10%—20%，放电后会自行猝熄。根据理论和实验证明，猝熄气体起的作用主要是：

（1）吸收紫外光的作用。纯单原子或双原子分子气体对自身发射光子的吸收概率很小，因此在雪崩过程中产生的紫外光光子可以透过气体打到阴极表面引起光电发射。但是，在加入猝熄气体后情况就大不相同了，因为多原子分子具有密集的振动和转动能级，能强烈地吸收多种能量的光子，不论是猝熄气体或单原子分子气体发射的光子都能被吸收。若光子的能量大于猝熄分子的电离电位，可引起分子的光致电离，低于电离电位的可使分子受激。激发态的猝熄分子其解离寿命约 10^{-13}s，要比退激发光的寿命（～10^{-8}s）短很多。因此，绝大多数的猝熄分子在吸收光子后即解离成较小的简单分子或原子，称为超前解离。实验测量过，在 Ar+C_2H_5OH 的计数管中，若气压为 1.33kPa，只要通过 1.2mm 的厚度，光子的数目便降低到原来的 1/e。因此，从雪崩区发射的光子绝大部分被猝熄气体吸收而不能达到阴极，从而抑制了光子在放电中起的作用。

基于上述光子被吸收的特点，在自猝熄计数管中，引起多次雪崩的新电子来自雪崩区附近的猝熄分子的光致电离，而不是象非自猝熄计数器那样来自阴极的光电子。因此，在放电过程中多次雪崩是局限在雪崩区范围内，沿着阳极丝轴两端扩展。扩展的速度决定于气体的性质、压力和工作电压。电压愈高或气压愈低，扩展速度就愈大，见图 3.27。在一般情况下，扩展速度约 2～20cm/μs。从第一次雪崩开始到扩展至整个计数管的时间约 10^{-6}～10^{-7}s。

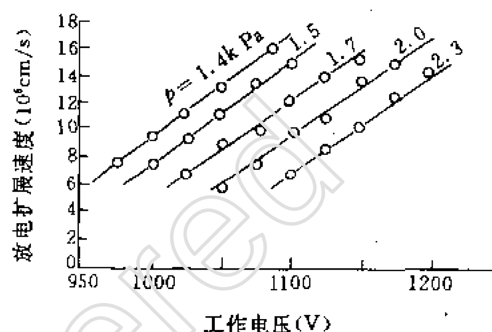


图 3.27　Ar+C_2H_5OH 的计数管中放电扩展的速度曲线上标值为 C_2H_5OH 蒸汽压，总压强为 10kPa

（2）抑制正离子发射的作用。若猝熄气体的电离电位低于单原子分子气体，如 C_2H_5OH 的电离电位（约 11.3eV），低于 Ar 的电离电位（约 15.7eV），这种单原子的正离子与中性的猝熄分子碰撞时可能发生电荷交换。这一过程可表示为



$$X^+ + Y \rightarrow Y^+ + X + h\nu$$

X 代表单原子分子，Y 代表多原子分子，+号表示正离子。中和后的 X 分子处于激发态，退激时放出能量 hν。

与上述相反的过程是不可能发生的，于是放电后的 X^+ 离子向阴极移动时将不断地和 Y 分子发生电荷交换。通常，电离碰撞的自由程约 10^{-3}～10^{-4}cm，因此 X^+ 离子从雪崩区到阴极的路程中将遭到 10^3 次以上的碰撞，以致最后到达阴极的几乎全是猝熄分子的正离子 Y^+。同时，中和后的 X 分子处于激发态，退激发射的光子 hν 又被周围的猝熄分子所吸收，使猝熄分子解离。至于到达阴极的正离子 Y^+ 在阴极表面中和后亦处于激发态。激发态猝熄分子的解离寿命比退激发光的寿命短很多，故大部分也超前解离而不发射光子，从而抑制了正离子在阴极上的二次电子发射。

2. 卤素自熄计数器

1947 年 Liebson 发现，在 Ne 或 Ar 中加入很少量的卤素气体 Br_2 或 Cl_2 亦能使放电猝熄。而且，由卤素作猝熄气体的计数管在某些性能上比有机管优越。实用的卤素管大多是充 Ne 加少量的 Br_2，含量大约为 0.1%～1%，总气压约 2.7kPa～40kPa，它的放电、猝熄机制与有机管相仿，但也略有差别，其不同点分述如下：

(1)消除了 Ne 原子亚稳态妨碍电子增殖的作用。在有机计数管中，电子的增殖是加速电子与惰性气体分子发生电离碰撞从而产生电子雪崩的。惰性气体，例如 Ne 的电离电位是21.6 eV，它在 16.5eV 处有一亚稳态。加速电子在发生碰撞电离以前，总是先发生非弹性碰撞，使 Ne 激发到亚稳态。所以，有机计数管要靠提高电压（>～700V）和较细的阳极丝来产生电离碰撞，其中很大部分的能量消耗在生成亚稳态上。充了少量卤素气体，如 Br_2 之后（Br 的电离电位是 12.8eV），尽管 Br_2 的含量很少，亚稳态的 Ne 原子仍可能在小于 10^{-6}s 的短时间内，与 Br 原子发生碰撞使 Br 原子电离。这样，就大大提高了离子增殖的效率，从而可以显著地降低起始计数的工作电压（～300V），还可以采用较粗的阳极（φ～0.5mm）和较小的 b/a 值。显然，在卤素管中产生碰撞电离的临界半径 r_c 要比有机管中大，因此电子的增殖就不象有机管只局限于阳极附近狭窄的区域。

(2)放电的终止与输出回路的参量有关。在有机管中，放电的终止是由于正离子鞘对强电场区的削弱作用。而在卤素管中，特别是在 b/a 较小的情况下电子增殖可发生在离阳极较远的区域，因而正离子鞘也将分布在较宽的范围内，以致不能有效地削弱电场终止放电。不过在这种情况下，电子脉冲相对地比有机管大，它在输出负载电阻上的压降也能使电场减弱，两者联合的效果便能使放电终止。可见，卤素计数管放电的终止与输出回路的时间常数 R_0C_0 有关。

(3)卤素猝熄分子解离后会重新复合。卤素管的阴极表面一般经过专门处理后，脱出功可增大到 8～9eV。因此，放电终止后，有 Br^+ 组成的正离子鞘移动到阴极表面时，与有机分子一样，将超前解离而不会引起二次电子发射，从而使放电猝熄。所不同的是，解离后的 Br 原子会重新复合成为 Br_2 分子，而有机分子解离后不会复合成分子。因此，卤素分子含量虽少，但计数寿命却比有机管长得多，约 10^9～10^{10}次。

卤素管的一种特殊类型叫做强流管。适用于高强度放射性的测量，主要用于剂量监测。它的特点是阴极直径不大，约数毫米，但阳极直径较粗，故 b/a 值较小，一般约 3～30。在这种条件下，管内电场分布较为均匀。只要有足够的工作电压，整个管内均可发生电子雪崩，正离子鞘也就不存在，也不能起终止放电的作用。此时，电子脉冲相对地大于离子脉冲。放电的终止只能靠电子电流脉冲在负载电阻上的压降，使计数管两端的电压降至阈电压以下。为此，只要选择适当的工作电压便可以获得较大的输出电流。此外，强流管的充气情况与卤素管相近，同样具有阈电压较低等特点。

三、脉冲幅度和波形

G-M 计数管的脉冲同样是由放电后增殖的电子和正离子的运动形成的。有机管的正离子鞘密集于阳极表面的强场区，因此与正比计数管类似，脉冲形成主要是正离子脉冲的贡献。带电粒子入射到灵敏区后，原电离电子经过一段时间约 10^{-7}s 的时间到达强场区，此时脉冲电压开始迅速增长，不过，放电是沿着阳极丝轴向两端扩展，对于不同的起始位置，形成正离子鞘的过程是不相同的。因此，在放电波及整个强场区的时间内，脉冲电压的增长情况将与原电离发生的轴向位置有关，但这时主要是电子的贡献，它只占整个幅度很小的一部分。此后，在正离子鞘由雪崩区移向阴极期间，脉冲先是较快地增长，然后逐渐减缓，直到正离子全部被收集后才达到最大值 V_∞，脉冲波形与图 3.24 相仿。

卤素管的正离子鞘散布于阳极周围较宽的区域，因而电子脉冲的贡献相对地要大于有机管。

电压脉冲的最大幅度 V_∞ 决定于正离子鞘上的总电荷 Q，与原电离大小无关。设输出回路的时间常数 R_0C_0 充分大，则

$$V_\infty = -\frac{Q}{C_0} \tag{3.45}$$

C_0 为两电极间的电容(包括分布电容)，负号表示负极性脉冲。

实验和理论证明，总电荷 Q 与阳极和阴极的直径、气体的性质和压强以及计数管的过电压 ΔV 有关。过电压是指工作电压 V_0 超过阈电压 V_d 之值，即 $\Delta V = V_0 - V_d$。对于有机管，在过电压不大的范围内(≤50～200V)，Q 与 ΔV 成正比。对于卤素管，亦有近似于正比的关系，不过还与时间常数 R_0C_0 特别是 C_0 有关。至于强流管，放电的终止是靠电子脉冲在负载电阻上的电压降。因而，$Q \approx \Delta V \cdot C_0$。可见，在时间常数 $R_0C_0 > T^+$ 情况下，强流管的输出脉冲电压约等于过电压 ΔV，而总电荷 Q 却与 C_0 有关。在实际使用中，强流管大多是测量它的平均电流，较大的 C_0 可使电流增大到足以用普通微安表来测量的程度。

G-M 计数管只用于辐射粒子的计数，因而脉冲幅度的大小只要足以触发记录电路即可。过电压不必太大，否则会增加乱真计数甚至引起连续放电。G-M 计数管用于符合测量时还要注意时滞的大小，时滞与电离产生的径向和轴向位置有关。有机管的时滞约 10^{-7}～10^{-8}s，卤素管要大的多，故不适于符合测量。

四、G-M 计数管的特性

1. 坪曲线

在强度不变的放射源照射下，测量计数率随工作电压的变化，如图 3.28，称为坪曲线。曲线的特点是当工作电压超过起始电压 V_s 时，计数率由零迅速增大；工作电压继续升高时，计数率仅略随电压增大，并有一个明显的坪存在，工作电压再继续升高，计数率又急剧增大，这是因为计数管失去猝熄作用，形成连续放电。坪曲线是衡量 G-M 计数管性能的重要标志。在使用计数管之前必须测量它，以鉴定计数管的质量，并确定工作电压。坪曲线的主要参数是：

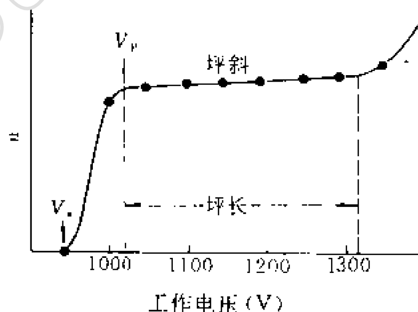


图 3.28 G-M 计数管的坪曲线

(1)起始电压。起始电压相当于计数管放电的阈电压。当工作电压超过起始电压后，输出脉冲不再与原电离有关，其幅度足以触动电子线路。起始电压与气体的成份和气压、电极的直径以及温度有关。一般地说，管内气压愈高，管径愈大或温度愈低者起始电压愈高。有机管的起始电压约 1000V，卤素管充 Cl_2 时约 600V，充 Br_2 时约 300V。

(2)坪斜。在坪区，计数率仍随电压升高而略有增加，表现为坪有坡度，称为坪斜。通常，以工作电压在 V_P 开始，每增 100V(或 1V)时计数率增长的百分率来表示。

坪斜的原因主要是因为乱真放电随电压升高而增多，从而造成假计数增多的缘故。乱真放电的来源是：①猝熄不完全：猝熄分子的正离子到达阴极有时还能打出少数电子。②负离子的形成：电子被捕获形成负离子后漂移速度大大减慢，一直等到放电终止后才到达强场区。负离子上的电子在强场区可能重新被释放出来引起新的放电。

对于上述两种来源，有机猝熄气体均比卤素猝熄气体要少。因此，有机管的坪斜比卤素管小，前者坪斜约小于5%/100V，后者坪斜约小于10%/100V。此外，结构的缺陷、尖端放电以及灵敏区随电压升高而扩大等也可造成坪斜。

(3)坪长。坪区长度与猝熄气体的性质、含量有关。有机管的坪长约150～300V，卤素管约100V。实验测量过 $Ar+C_2H_5OH$ 计数管的坪长与其含量的关系，见图3.29。可见，含量也要根据实验来确定。

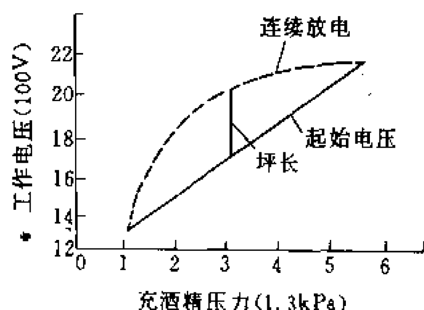


图3.29 坪长与 C_2H_5OH 含量的关系

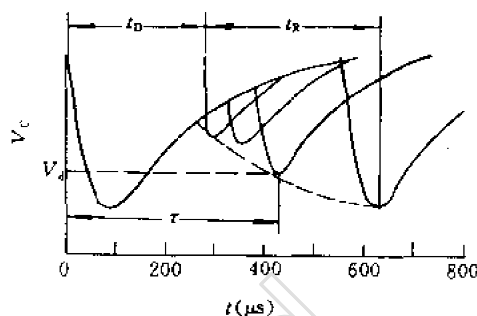


图3.30 观察死时间和恢复时间的示波图

2. 死时间、恢复时间和分辨时间

如前所述，入射粒子进入计数管引起放电后，形成了正离子鞘，使阳极周围的电场削弱，终止了放电。这时，若再有粒子进入就不能引起放电，直到正离子鞘移出强场区，场强恢复到足以维持放电的强度为止。这段时间称为死时间。经过死时间后，雪崩区的场强逐渐恢复，但是在正离子完全被收集之前是不能达到正常值的。在这期间，粒子进入计数管所产生的脉冲幅度要低于正常幅度，直到正离子全部被收集后才完全恢复，这段时间称为恢复时间。死时间和恢复时间的大小可以直接用示波器观测。若把计数管的输出脉冲输入到外触发扫描的示波器中，就可看到跟着大脉冲后有一些小脉冲。由于人的视觉暂留作用和扫描波形是多次重叠的，又因核衰变的统计性，所得的示波图如图3.30所示。从图上可以很容易地定出死时间 t_D 和恢复时间 t_R。

在实际上更有意义的是计数系统的分辨时间 τ。因为电子线路有一定的触发阈 V_d，换言之，脉冲必须超过幅度 V_d 才能触动记录电路。因此，从第一个脉冲开始到第二个脉冲的幅度恢复到 V_d 的 τ 时间内，进入计数管的粒子均无法记录下来。τ 便称为计数器系统的分辨时间。显然，$t_D<\tau<t_D+t_R$。

死时间 t_D 与恢复时间 t_R 的大小决定于工作电压、电极直径、气压和离子的迁移率等。实验测得在 $Ar+C_2H_5OH$ 的计数管中死时间与工作电压的关系如图3.31所示。一般情况下，t_D 和 t_R 分别在50～250μs和100～500μs范围。

必须指出，平均的死时间还随计数率的增大而减小。这是因为计数率增大时，大部分粒子在前一个粒子的恢复时间内进入计数器，脉冲幅度低于正常值，相应的正离子鞘上的电荷密度 σ 减小，死时间 t_D 也减小了。实验观测证实了这个关系。图3.32显示出在 $Ar+C_2H_5OH$ 计数管中，死时间与脉冲幅度的关系。这种影响在对测量结果作精确校正时必须考虑到。

在实际测量时，计数管有确定的分辨时间 τ，若相继进入计数管的两粒子的时间间隔小于分辨时间时，第二个粒子会被漏记，实测计数率低于实际计数率。为此，需要作分辨时间校正，

有时也称作死时间校正。

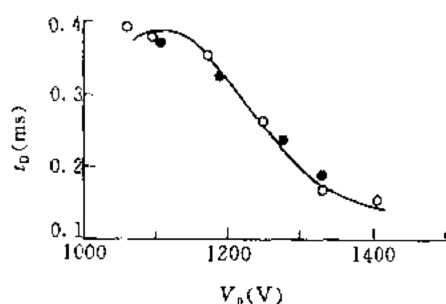


图 3.31　死时间与工作电压的关系

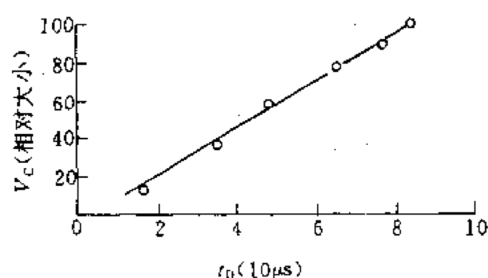


图 3.32　死时间与脉冲幅度的关系

设入射粒子是统计性的，单位时间内进入探测器的平均粒子数即平均计数率为 n_0，探测器的实测计数率为 n。在分辨时间 τ 不变时，单位时间内的总分辨时间为 $n\tau$。在此 $n\tau$ 时间内进入计数器的粒子数为 $nn_0\tau$。因此，计数率的损失为

$$\Delta n = n_0 - n = nn_0\tau \tag{3.46}$$

计数的损失率为

$$\frac{n_0 - n}{n_0} = n\tau \tag{3.47}$$

于是，平均计数率为

$$n_0 = \frac{n}{1 - n\tau} \tag{3.48a}$$

$$\approx n(1 + n\tau) \quad \text{当 } n\tau \ll 1 \text{ 时} \tag{3.48b}$$

例如

$$\tau = 10^{-3}\text{s}, n = 100/\text{s}, \text{则} \frac{\Delta n}{n_0} = 10\%, n_0 = 111.1/\text{s}$$

$$\tau = 10^{-3}\text{s}, n = 10/\text{s}, \text{则} \frac{\Delta n}{n_0} = 1\%, n_0 = 10.1/\text{s}$$

关于漏计数修正的讨论可参见第一章。

测量分辨时间最简便的方法是双源法。它是利用两个独立的放射源，分别测量各自的计数和两个源的合计数。测量一个源时要将另一个源屏蔽起来，但不改变它的位置。设两个源真实的平均计数率为 n_1，n_2，合计数率为 n_{12}，真实的本底计数率为 n_b，而实测的计数率为 n_1'，n_2' 和 n_{12}'，则由(3.48b)式得

$$n_1 + n_b = n_1'(1 + n_1'\tau) \tag{3.49a}$$

$$n_2 + n_b = n_2'(1 + n_2'\tau) \tag{3.49b}$$

由于

$$n_{12} + n_b = n_1 + n_2 + n_b \tag{3.49c}$$

故

$$n_1 + n_2 + n_b = n_{12}'(1 + n_{12}'\tau) \tag{3.50}$$

将(3.49a)，(3.49b)式代入(3.50)式得

$$\tau = \frac{n_1' + n_2' - n_{12}' - n_b}{(n_{12}')^2 - (n_1')^2 - (n_2')^2} \tag{3.51}$$

3. 计数管的探测效率

进入 G-M 计数管的入射粒子，只要能在灵敏区中由电离产生一个电子便可以引起盖革放电。我们用粒子在灵敏区中产生一个以上电子的概率来表示计数器的探测效率，也称本征探测效率。以下分别讨论带电粒子和电磁辐射的探测效率。

(1)*带电粒子的探测效率*。带电粒子通过计数管内的气体时，引起放电的概率决定于初比电离和它在灵敏区中所通过的路程。设粒子在单位压强下初比电离为 S_p，通过的路程为 l，气体的压强为 P，则初电离 N_p 为

$$N_p = S_p P l \tag{3.52}$$

若粒子在路程 l 上产生电子的概率遵守泊松分布，则不产生电子的概率为 $p(0)=e^{-N_p}$，而产生一个以上电子的概率，即探测效率为

$$\eta = 1 - e^{-N_p} = 1 - e^{-S_p P l} \tag{3.53}$$

可见，为了获得高的探测效率，必须选择高比电离的气体或增大气压，但增大气压往往使起始电压升高。通常，惰性气体(He 除外)在 9.3kPa～26.7kPa 的气压下就能获得很高的探测效率和较低的起始电压。例如，在 Ar 中，当 $P=20$kPa，$l=2$cm，并设带电粒子的初比电离为最小，即 $S_p \sim 30$ 时，由(3.53)式得 $\eta=99.6\%$。但是，H_2 和 He 的初比电离较低，要获得高的探测效率就必须提高气压。例如，H_2 的最小初比电离 $S_p \sim 6$，当 $P=10$kPa 时，$\eta \sim 80\%$。若要提高到 99.8%，气压必须增到 46.7kPa，这时起始电压将超过 2000V。对于 He，增加气压不会显著提高起始电压。总之，计数管对带电粒子的探测效率一般可接近 100%。

(2)*γ 光子的探测效率*。γ 光子的探测效率以它在计数管壁上至少打出一个次级电子，并能进入灵敏区的概率来确定。至于在气体中打出光电子的概率，除了低能 γ 或 X 射线的情况外，可以忽略。γ 光子打出次级电子主要通过三种效应：光电效应、康普顿效应和电子对效应，其截面均随原子序数 Z 的增大而增大，所以要选择高 Z 的材料作阴极，其厚度要略大于次级电子的最大射程。不过，在康普顿效应占优势的范围，即中等能量范围内，由于康普顿散射截面 $\sigma_c \propto Z$，而次级电子在阴极中的平均射程 $R_e \propto 1/Z$，因而效应受阴极材料的影响不大。但在光电效应和电子对效应占优势的范围，即低能高 Z 和高能高 Z 的范围内，由于光电截面 $\sigma_{Ph} \propto Z^5$，电子对生成截面 $\sigma_p \propto Z^2$，因而效率随 Z 的增加而增大。图 3.33 为在以铋、铝、黄铜做阴极的计数管中测得的探测效率与 γ 光子能量的关系。图中，$E_\gamma<1$MeV 时，光电效应占优势，效率随 Z 增加得较大；而 E_γ 大于 1MeV 以后，增大就不太明显了，直到电子对效应起作用后，又可见到增大的趋势。在康普顿效应占优势的能区，效率随能量近似直线地增大，这是由于次级电子的射程逐渐增大的缘故。必须指出，图上探测效率的数值对不同计数管是略有不同的，它随阴极厚度、入射条件等而异，但一般均约为 1%。

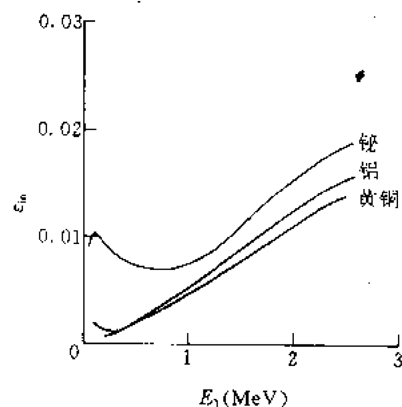


图 3.33　计数管的本征效率与 γ 射线能量的关系

4. 计数管的寿命

计数管的寿命决定于猝熄气体的损耗。有机管经一次放电后就有一部分猝熄气体解离而丧失猝熄能力。放电次数愈多，猝熄气体含量就愈少。结果使坪长缩短，坪斜增大，终致完全失去猝熄作用而产生连续放电。我们把计数管在失去猝熄作用之前所能计数的次数，定义为它的寿命。例如，在 20kPa 的 Ar+10%C_2H_5OH 计数管

中，每立方厘米中约有 5.4×10^{17} 个 C_2H_5OH 分子，若计数管的体积为 $200cm^3$，则共约有 10^{20} 个 C_2H_5OH 分子。又若脉冲幅度为 10V，极间电容为 20pF，则每次放电产生 2×10^{-10} 库仑(C)，相当于 1.4×10^9 个电子的电荷，全部猝熄分子解离就相当于 8×10^{10} 次计数。但实际上远在这之前计数管特性就已显著改变，有效的寿命只有 10^8 次量级。

由此可知，使用计数管时，切忌加过高的电压，防止发生连续放电使计数管性能变坏，寿命缩短，甚至损坏。

卤素管有更长的寿命，这是因为卤素分子解离后可能重新结合。在理论上寿命是无限长的，但实际上卤素分子的化学性能较活泼，容易与器壁发生作用而丧失。为此，须采用经过表面处理的不锈钢或铁铬合金作阴极，也可在玻璃管壁上喷涂一层二氯化锡导电膜作阴极。卤素管实际使用的有效寿命约 $10^9\sim10^{10}$ 次。

5. 计数管的温度效应

计数管必须在一定温度范围内，才能保持正常工作。温度太低时，部分猝熄蒸汽会凝聚，使猝熄作用减弱，坪长缩短直致完全丧失猝熄能力而连续放电。有机气体凝聚问题较严重，卤素气体蒸汽压较高，故低温性能较好。如果温度太高，由于阴极表面热电子发射等原因会使坪长缩短，坪斜加大。常见猝熄气体的计数管性能见表 3.3。

表 3.3 几种猝熄气体计数管的性能

猝熄气体	有机气体		卤素气体	
	乙醇	甲酸乙酯	氯	溴
温度范围(℃)	+10～+60	-20～+50	-60～+70	-55～+60
温度系数(V/℃)	5(碳阴极) 1.5(金属阴极)	2(碳阴极) 1(金属阴极)	0.1	0.2
平均寿命(次)	2×10^8	5×10^8	$\gtrsim10^{10}$	$\gtrsim10^{10}$
工作电压(V)	1200	1100	700	400

卤素管的一种重要的特型是粗阳极的强流管，用于强辐射的测量。阳极直径约 0.5～1.5mm的强流管如图 3.34 所示，直径粗至数毫米的如图 3.35 所示，其阳极的内壁还可以作为盛放射源的套筒。此外还有直径更大的阳极，其内壁空间可以按放另一只计数管作低水平测量，外计数管则作为反符合屏蔽，以降低内计数管的本底。



图 3.34 一种强流管

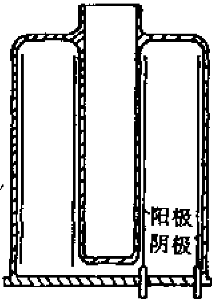


图 3.35 大直径阳极筒的卤素计数管

习　　题

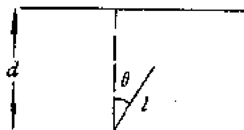
1. 活度为 4000Bq 的 ^{210}Po 源，若放射的 α 粒子径迹全部落在充 Ar 电离室的灵敏区内，求饱和电流。

2. ^{14}C 的 β 射线源放射的 β 粒子平均能量为 50keV，活度为 5550Bq，置于充 Ar 的 4π 电离室内。若全部粒子的能量都消耗在电离室内，求饱和电流及因放射 β 射线而流过放射源的电流。

3. 试述负电性气体杂质对三种气体探测器性能的影响。

4. 设 G-M 计数管的气体放大系数 $M \approx 2\times10^{8}$，定标器的触发阈为 0.25V，问电路允许的输入电容多大？

5. 设在平行板电离室中 α 粒子的径迹如图所示，径迹长度为 l，假定沿径迹各处的比电离 S 为常数，且电子的漂移速度 W^{-} 亦为常数，试求电子的电流脉冲。



6. 为什么正比计数器和 G-M 计数器的中央阳极必须是正极，即 $V_c - V_k > 0$？

7. 试计算充 Ar 脉冲电离室和正比计数器对 5MeVα 粒子的最佳能量分辨率。

参　考　文　献

[1] 于群，原子核物理实验方法，第 1～4 章，人民教育出版社，1961 年。

[2] 王祝翔，核物理探测器及其应用，第 2～4 章，科学出版社，1964 年。

[3] B. Rossi, H. Staub, Ionization Chambers and Counters, McGraw Hill, New York, 1949.

[4] S. Flugge (Eds.), Hundbuch der Physik Band XLV pl-85, 174—221, Springer-Verlag, Berlin, 1958.

[5] D. H. Wilrinson, Ionization Chamber and Counters, Chap 5—7, Cambridge, London, 1950.

[6] W. J. Price, Nuclear Radiation Detection, Chap, 4—6, McGraw-Hill, New York, 1964.

[7] A. H. Snell (Eds.), Nuclear Instruments and their Uses, Vol. I, p. 3—81, Wiley, New York, 1962.

[8] B. Rossi, High-Energy Particles, Prentice-Hall, New York, 1952.

[9] C. L. Yuan, C. S. Wu (Eds.), Method of Experimental Physics, Vol. 5, Part A, p. 89—119, Academic, New York, 1961.

[10] K. Siegbahn (Ed.), Alpha-, Beta- and Gamma- Ray Spectroscopy Vol. I, p. 303—344, North-Holland, Amsterdam, 1965.

[11] E. Fenyves, O. Haiman, The Physical Principles of Nuclear Radiation Measurements, Chap. 4, 1969.

[12] А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевин, Основы Эксперим етальных Методов Ядерной Физики, глава 5. Атомиздат, Москва, 1977.

[13] J. B. A. England, Techniques in Nuclear Structure Physics Part I, Chap. 1, Macmillan, London, 1974.

[14] D. West, Progr. Nucl. Phys., Vol. 3, 18 (1953).

[15] 汲长松，核辐射探测器及其实验技术手册. 原子能出版社，1990 年

[16] 陈昌，现代物理知识，p26 (1993)

第四章　闪烁探测器

核辐射与某些透明物质相互作用，会使其电离、激发而发射荧光，闪烁探测器就是利用这一特性来工作的。

射线引起物质发光的现象，人们是很熟悉的。例如，作 X 光透视时，人体器官的图象就是透过人体组织不同强度的 X 射线打在荧光屏上使之发光而形成的；将放射性物质和荧光粉混合后敷涂在钟表的数字和指针上，射线使荧光粉发光，这就是“夜光”钟表原理。

利用荧光物质的发光现象来记录核辐射很早以前就有了。历史上，原子核的发现也有闪烁探测器的一份贡献：1911 年著名的 α 大角散射实验，导致了卢瑟福的原子核式结构模型的建立。当时的 α 探测器是通过显微镜用肉眼直接观察 α 粒子引起硫化锌荧光屏上微弱闪光的装置。到 40 年代中期，第一次将闪烁体配以光电倍增管，以后又发展了相应的电子学分析记录仪器，现代的闪烁探测器才获得了广泛的应用。经过几十年来的不断进步，现在，它已成为相当完善的一种探测技术。

第一节　概　　述

首先介绍一下闪烁探测器的基本组成部分和工作过程。

闪烁探测器由闪烁体、光电倍增管和相应的电子仪器三个主要部分组成。图 4.1 是闪烁探测器组成的示意图。最左边的是一个对射线灵敏能产生闪烁光的闪烁体。当射线（例如 γ）进入闪烁体时，在某一地点产生次级电子，它使闪烁体分子电离和激发，退激时发出大量光子。一般光谱范围从可见光到紫外光，并且光子向四面八方发射出去。在闪烁体周围包以反射物质（但有一面要透光），这样能使光子集中向光电倍增管方向射出去。光电倍增管是一个电真空器件（参见图 4.8）。它由光阴极、若干个打拿极和一个阳极组成。光阴极前有一个玻璃或者石英制成的窗，整个器件外壳为玻璃，各电极由针脚引出。通过高压电源和分压电阻，使阳极-各个打拿极-阴极间建立从高到低的电位分布。闪烁光子入射到光阴极上时，由于光电效应会产生光电子，这些光电子受极间电场加速和聚焦，打在第一个打拿极上，产生 3～6 个二次电子，这些

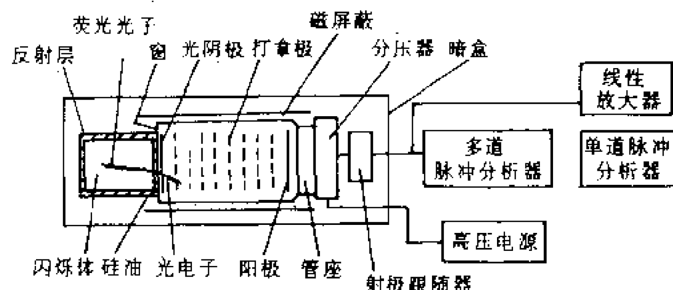


图 4.1　闪烁探测器组成示意图

二次电子在以后各级打拿极上又发生同样的倍增过程,直到最后在阳极上可接收到 10^4～10^9 个电子。所以人们把这种器件称为光电倍增管。大量电子会在阳极负载上建立起电信号,通常为电流脉冲或电压脉冲,然后通过起阻抗匹配作用的射极跟随器,由电缆将信号传输到电子学仪器中去。

通常闪烁体透光一面由玻璃封装,如果它与光电倍增管窗之间存在空气层就会使闪烁光子经受全反射,不易到达光阴极,故其间充以折射系数和玻璃差不多的硅油,就能使光子损失大大减少。

实用上常将闪烁体、光电倍增管和分压器及射极跟随器都安装在一个暗盒中,统称探头。探头中有时在光电倍增管周围包以起磁屏蔽作用的坡莫合金,防止环境中磁场透入管子中去。电子仪器的组成单元则根据闪烁探测器的用途而异,常用的有高(低)压电源、线性放大器、单道或多道脉冲幅度分析器,有时也可包括门电路、定时电路、符合电路、定标器、计数率仪以及其它辅助电子学单元(例如示波器、脉冲发生器),还有国产 NIM 系统标准插件,可方便而灵活搭配。

归结起来,闪烁计数器的工作可分为五个相互联系的过程:

(1)射线进入闪烁体,与之发生相互作用,闪烁体吸收带电粒子能量而使原子、分子的电离和激发;

(2)受激原子、分子退激时发射荧光光子;

(3)利用反射物和光导将闪烁光子尽可能多地收集到光电倍增管的光阴极上,由于光电效应,光子在光阴极上击出光电子;

(4)光电子在光电倍增管中倍增,数量由一个增加到 10^4～10^9 个,电子流在阳极负载上产生电信号;

(5)此信号由电子仪器记录和分析。

第二节 闪 烁 体

一、闪烁体种类

闪烁体按其化学性质可分为两大类:

一类是无机晶体闪烁体。通常是含有少量杂质(称为“激活剂”)的无机盐晶体,常用的有碘化钠(铊激活)单晶体,即 NaI(Tl);碘化铯(铊激活)单晶体即 CsI(Tl);硫化锌(银激活)多晶体,即 ZnS(Ag)等。另一种是玻璃体,如铈激活锂玻璃 $LiO_2 \cdot 2SiO_2$(Ce)。此外,近年来还开发了不掺杂的纯晶体,如锗酸铋(简称 BGO);钨酸镉($CdWO_4$,简称 CWO)和氟化钡(Ba_2)等。

另一类是有机闪烁体。它们都是环碳氢化合物,又可分为三种:

(1)有机晶体闪烁体。例如蒽、芪、萘、对联三苯等有机晶体。

(2)有机液体闪烁体。在有机液体溶剂(如甲苯、二甲苯)中溶入少量发光物质(如对联三苯),称第一发光物质,另外再溶入一些光谱波长转换剂(如 POPOP 化合物)称为第二发光物质,组成有闪烁体性能的液体。

(3)塑料闪烁体。它是在有机液体苯乙烯中加入第一发光物质对联三苯和第二发光物质——POPOP 后,聚合而成的塑料。

除这两大类以外，还有利用氩、氙等惰性气体作为气体闪烁体，常作为记录裂变产物和重粒子的探测器。

二、闪烁体的物理特性

1. 发射光谱

闪烁体受核辐射激发后所发射的光并不是单色的，而是一个连续带。图 4.2 为几种典型闪烁体发射光谱曲线。$P_2(\lambda)d\lambda$ 表示光在波长 $\lambda-\lambda+d\lambda$ 之间的发射强度。对于每种闪烁体，总可找到一、两种波长的光，它的发射概率最大，整个光谱是以该波长为中心的一个或数个发射带。闪烁体的技术说明书上往往给出这个峰位处的波长，称为"发射光谱最强的波长"(见表 4.2)。

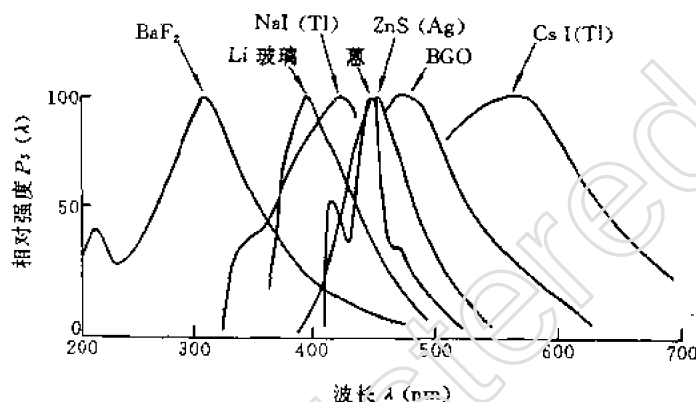


图 4.2 几种典型闪烁体的发射光谱

了解不同闪烁体的发射光谱，主要为了解决闪烁体与光电倍增管光谱响应的匹配问题。这将在第四节中讨论。

2. 发光效率

发光效率是指闪烁体将所吸收的射线能量转变为光的比例。由于历史原因，产生了许多种定义方法，一般使用下面三个量来描述。

(1)光能产额。它定义为核辐射在闪烁体中损失单位能量闪烁发射的光子数。当粒子在闪烁体中损失的能量为 E，闪烁过程发出的总光子数为 n_{ph}时，则光能产额

$$Y_{ph}=\frac{n_{ph}}{E} \tag{4.1}$$

它的单位是光子数/兆电子伏(1/MeV)。例如在 NaI(Tl)中，快电子的 $Y_{ph}\approx 4.3\times 10^4$(1/MeV)。

显然 $1/Y_{ph}$表示在闪烁体中每产生一个光子所消耗的核辐射能量。

(2)绝对闪烁效率。它就是能量转换效率，表示在一次闪烁中，产生的闪烁光子总能量与核辐射损耗在闪烁中体的能量之比；

$$C_{np}=\frac{E_{ph}}{E} \tag{4.2}$$

脚标 np 表示由核能转换为光能。相同能量不同种类的粒子，例如 α、质子和 β，C_{np}数值是不同的。NaI(Tl)对 β 的绝对闪烁效率 $C_{np}\approx 0.13$，对 α 粒子，$C_{np}\approx 0.026$。

假如整个发射光谱的光子平均能量为$\overline{h\nu}$(例如 NaI(Tl)，$\bar{\lambda}=410$nm，$\overline{h\nu}\approx 3$eV)，则 Y_{ph}的关系为 $C_{np}=Y_{ph}\cdot\overline{h\nu}$。

(3)*相对发光效率*。上述两个物理量的测量，由于涉及光子数的绝对定标，技术上比较复杂，故通常为方便起见，用相对值来量度不同闪烁体的发光效率。它是使用一种核辐射在不同闪烁体中损失相同的能量，测量它们的相对脉冲输出幅度或电流进行比较*。一般以蒽作为标准，如对 β 射线蒽的相对发光效率取为 1，则 NaI(Tl)为 2.3。

显然，在核辐射探测时，希望闪烁体的发光效率越高越好，这时不仅输出脉冲幅度大，并且由于光子较多，因而统计涨落小，能量分辨率也有所改善。在能谱测量时，为了使线性好，还要求发光效率对核辐射的能量在相当宽的范围内为一常数。

3. 发光时间和发光衰减时间

闪烁发光时间包括闪烁脉冲的上升时间和衰减时间两部分。上升时间主要由闪烁体电子激发时间以及带电粒子在闪烁体中耗尽能量所需的时间决定，前者时间很短，可以忽略不计，后者一般小于 10^{-9}s。

闪烁体受激后，电子退激发光一般服从指数衰减规律。单位时间发出的光子数(决定输出光脉冲的曲线形状)，即发光强度为：

$$I(t)=-\frac{\mathrm{d}n_{ph}(t)}{\mathrm{d}t}=\frac{n_{ph}}{\tau_0}\mathrm{e}^{-t/\tau_0} \tag{4.3}$$

显然，经过时间 τ_0，脉冲下降到最大值的 $1/e$，称为闪烁体发光衰减时间，也称衰减常数。例如对 NaI(Tl)，$\tau_0\approx 0.23\mu s$。

这一公式对大多数无机闪烁体是正确的，其中 τ_0 为微秒数量级。对大多数有机闪烁体和少数无机晶体，发光衰减有快、慢二种成分，其衰减规律可以用下式描述：

$$I(t)=I_f\mathrm{e}^{-t/\tau_f}+I_s\mathrm{e}^{-t/\tau_s} \tag{4.4}$$

其中，τ_f 和 τ_s 分别为快、慢二种成分的发光衰减时间，I_f 和 I_s，则为快、慢成分的发光强度。一般认为，τ_f 为 ns 量级，τ_s 为 μs 级，它们随闪烁体种类略有变化(见表 4.1)。

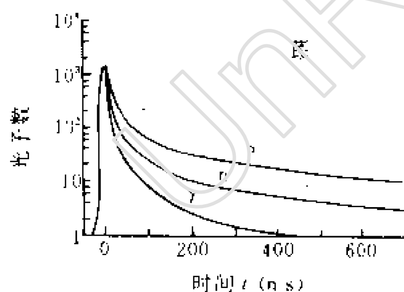


图 4.3 有机闪烁体的发光衰减曲线

表 4.1 一些闪烁体的快、慢发光衰减时间

闪烁体	τ_f(ns)	τ_s(μs)
BaF_2	0.6	0.62
CsI	10	1.0
芪	6.2	0.37
蒽	33	0.37
液体闪烁体	2.4	0.20

在图 4.3 中我们也可看到，由于在半对数坐标上发光衰减曲线并不是一条直线，证明了存

* 本章第四节中我们将看到，由于输出脉冲幅度与闪烁体，光电倍增管之间的光谱匹配密切有关，而不同闪烁体的匹配情况相差较大，因此用脉冲幅度来量度发光效率仍然是不严格的。由于正文所讲的原因，这一相对比较方法在技术上十分容易做到，故至今仍被使用。

在着快、慢成分。而且图上也可看到，快慢两种成分的强度相对值因入射粒子种类不同而变化，例如α粒子和电子就不一样。测量中子能量用的中子飞行时间谱仪的探头（液体闪烁探测器）正是利用这一特性，用电子学技术分别选取快、慢成分以降低中子场中的强γ射线本底。

对高强度测量或用于时间测量的闪烁体，应该要求有尽可能短的发光衰减时间。

除了上述几个物理特性外，在使用闪烁体时还应考虑下面一些性质：

(1)探测效率。它和两个因素有密切关系。一是和闪烁体的几何形状及大小有关；另外和组成闪烁体的物质的密度以及平均原子序数有关。

(2)要求闪烁体透明度高，尽可能无缺陷，光学均匀度好。

(3)易于加工成各种大小和几何形状。

(4)当温度发生变化时，闪烁体的发光效率、分辨率和时间特性也都会改变。例如，NaI(Tl)晶体，25℃时的发光效率最大。各种闪烁体的变化规律也并不相同，因此闪烁体的温度效应是实际应用中必须注意的问题，在产品说明书中可以查到各种闪烁体的特性随温度变化的测量值[6]。

(5)耐辐照的稳定性。

三、几种主要闪烁体介绍

1. NaI(Tl)晶体

NaI(Tl)晶体密度较大($\rho=3.67g/cm^3$)，而且高原子序数的碘($Z=53$)占重量的85%，所以对γ射线探测效率特别高，同时相对发光效率大，约为蒽晶体的两倍多。它的发射光谱最强波长为415nm左右，能与光电倍增管的光谱响应较好匹配，晶体透明性也很好。测量γ射线时能量分辨率也是闪烁体中较好的一种。

NaI(Tl)晶体的缺点是容易潮解，吸收空气中水分而变质失效，所以一般使用时都是装在密封的金属盒中。图4.4是常见的晶体封装图。

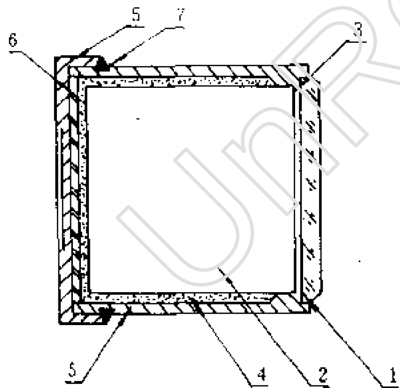


图4.4 NaI(Tl)晶体封装示意图

1——光学玻璃；2——NaI(Tl)晶体；3——硅油；4——氧化镁粉末；5——铝壳；6——海绵；7——环氧树脂。

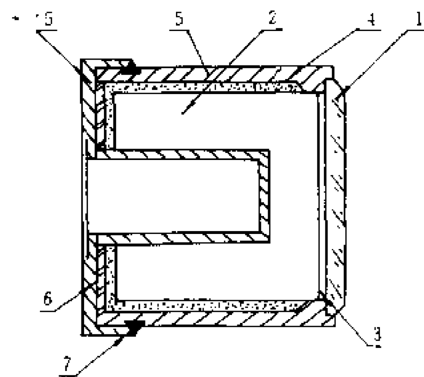


图4.5 NaI(Tl)井型晶体封装示意图

符号表示方法同图4.6。

与光电倍增管耦合的一面为透明性好的硬质光学玻璃，圆柱形的Na(Tl)晶体和硬质玻璃之间使用硅油作为光学耦合剂。晶体的四周和底面用干燥的白色氧化镁(MgO)粉末均匀填

满，作为光反射层，使晶体中四面八方发射的光经氧化镁反射后大部分都能透过玻璃进入光电倍增管。外壳为金属铝，外壳底与晶体之间用薄海绵垫衬，外壳接合处涂环氧树脂，起密封作用。

目前一般使用直径与高度为 7.62cm×7.62cm、10.16cm×10.16cm 和 12.7cm×12.7cm 三种规格的晶体作为标准晶体来测量 γ 射线能谱和强度，其效率也都已计算好，有表可查。

国产 NaI(Tl)晶体种类很多。有大尺寸的测 γ 射线的晶体，也有几毫米厚的薄晶体，主要用于测量低能 γ 射线和 X 射线。另有数百平方厘米以上的大面积薄晶体作为医用 γ 照相机的探头。还有直径大于数十厘米的晶体，可用作反符合罩以及用于放射性矿藏的航测普查工作。但大尺寸的 NaI(Tl)不能忍受环境温度的剧变，易碎裂。

NaI(Tl)晶体还可以做成井型晶体，如图 4.5 所示。在晶体中央部位有一圆柱型空心凹形井，放射源放入此井内，几何条件接近 4π 立体角，对测量弱放射源十分有利。

2. CsI(Tl)晶体

CsI(Tl)晶体由于在空气中不潮解，容易加工成薄片，因而在探测带电粒子的强度及能谱方面很有使用价值。其优点在于：

(1)不会潮解，因此封装和使用比 NaI(Tl)方便得多。

(2)密度比 NaI 更大($\rho=4.51\text{g/cm}^3$)，平均原子序数也比 NaI 大(Na，Z=11，Cs，Z=55)，对 γ 的吸收系数 μ 也大，因此效率高。探测器体积相对可以做得小些。

(3)容易加工成薄片并做成极薄的蒸发薄膜(0.03mm)，对重带电粒子阻止本领高，便于在高能 γ 辐射本底下测量 α 及低能 X 射线等。

(4)机械强度大，能耐受较大的冲击和振动，还能耐受较大的温度变化而不易碎裂。

(5)可用于脉冲形状甄别技术，在混合场中甄别不同粒子。

CsI(Tl)晶体也有不足之处。Cs(Tl)的光输出仅为 NaI(Tl)的一半左右，对 γ 射线的能量分辨率就差了。同时，目前原材料价格较昂贵，因此远不及 NaI(Tl)晶体使用广泛。

3. ZnS(Ag)闪烁体

一般将硫化锌(银激活)白色多晶粉末与 1%有机玻璃粉末混合溶解于有机溶剂二氯乙烷中，然后喷涂在薄有机玻璃板或膜上，再切割成各种形状。硫化锌涂层一般厚度为 8～10mg/cm²。

ZnS(Ag)发光效率极高，约为蒽晶体的三倍，对重带电粒子阻止本领很大。质量厚度为 15mg/cm² 的 ZnS(Ag)层对 ^{210}Po 的 α 粒子的探测效率几乎达 100%，而对 γ 射线极不灵敏，所以很适于在 β、γ 本底场中用幅度甄别方法测量重带电粒子 α、p 等。这些是 ZnS(Ag)闪烁体的优点。它的缺点是 ZnS 层是半透明的，因此不能用来测量 α 能量，只能作 α 强度测量。发光衰减时间约 0.2μs。

由于 ZnS(Ag)闪烁体价格低廉，效率为 70%～100%，面积又可以做得很大，因此它是测量微弱 α 放射性最好的闪烁体。例如，α 表面污染监测仪器的探头都采用 ZnS(Ag)闪烁体。将 ZnS(Ag)粉喷涂在聚苯乙烯制成的球状或环状空腔内，可用以测量浓度极低的射气。

4. BGO 晶体

锗酸铋单晶体为 1975 年开发的一种性能优良的闪烁体[13]。分子式 $Bi_4Ge_3O_{12}$，简称 BGO，它的最大特点是原子序数高(Bi 的 Z=83)，密度大，$\rho=7.13\text{g/cm}^3$，因此对 X 光和 γ 射线的线性吸收系数比 NaI(Tl)还大得多(见图 4.6)，对低能 X 射线和高能 γ 有特别高的效率。是目前

探测 γ 效率最高的一种闪烁体。荧光光谱范围在 350～650nm，峰值在 480nm 左右，能与光电倍增管很好匹配。BGO 晶体透明性极好。发光衰减时间 $\tau_0 \approx 0.3\mu s$。缺点是发光效率仅为 NaI(Tl)的 8%～14%。对 γ 能量分辨率(^{137}Cs)为 26%，但对高能 γ 分辨率优于 NaI(Tl)。此外，BGO 机械和化学性能都优于 NaI(Tl)，例如易加工，不潮解，故不需密封包装；热膨胀系数小，环境温度剧变不易引起损裂。

目前我国研制的 BGO 晶体性能与国外产品相当相对 NaI(Tl)发光效率达 14%[17]。BGO 主要用于探测低能 X 射线和高能 γ 或电子。例如作为 X 射线断层扫描仪的探头；在粒子物理中作 4π 空间陈列探测器，例如 CERN 用共重 10 吨的 1 万 2 千个 BGO 闪烁体阵列探测器测量高能事件的能量和空间位置。在作反符合屏蔽时，闪烁体线度只需要 NaI(Tl)的一半，体积大大缩小[12]。

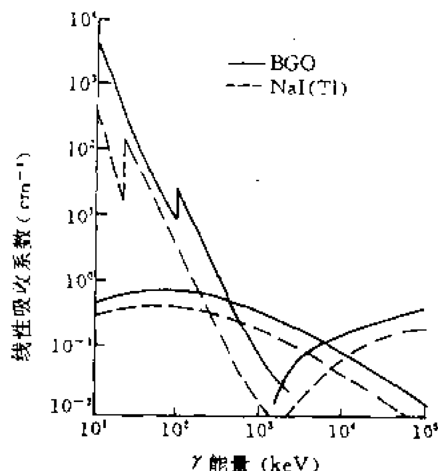


图 4.6 BGO 晶体和 NaI(Tl)的 γ 线性吸收系数比较

5. 氟化钡晶体

氟化钡单晶体是一种新型无机闪烁体，分子式为 BaF_2，密度 $\rho = 4.89$。常作低能 γ、X 射线和正电子探测。荧光光谱在紫外波段：200～400nm，有双峰，最强峰在 310nm。它属紫外光区，故要求使用石英窗光电倍增管，或在普通光电倍增管前加波长转换剂。发光衰减时间仅为 0.6ns，是目前最快的一种无机闪烁体。氟化钡晶体的缺点是发光效率低，光产额比 NaI 小一个量级。

6. 锂玻璃闪烁体

锂玻璃闪烁体是一种锂玻璃用铈激活后做闪烁体，用 $LiO_2 \cdot 2SiO_2(Ce)$表示。密度为 2.31，最强发射波长 395nm，发光衰减时间 $\tau_0 = 50 \sim 70ns$。机械性能同普通玻璃一样，比无机单晶更易加工成所需形状。天然锂制成的玻璃闪烁体可作 β 和 γ 射线强度测量，用丰度 90%以上的 ^6Li 制成的锂玻璃用于中子测量。由于锂玻璃中往往含有较高浓度的天然放射性杂质 ^{232}Th 和 ^{40}K，故不宜用作低水平测量。

7. 有机晶体蒽和芪

有机晶体蒽和芪都是具有良好发光特性的芳香族有机化合物。蒽的分子式为 $C_{14}H_{10}$，有明显的双色性，在反射光中呈乳紫色，在透射光中呈草黄色。蒽晶体在所有有机闪烁体中发光效率最高，所以广泛采用蒽晶体作为标准来比较其他闪烁体的发光率，其原子序数低、含氢量大，是探测 β 与快中子的好材料。

蒽价格昂贵，制作困难，不易结成大的单晶，它极易炸裂，即使在常温下也经常存在交错的炸裂花纹，使其透明度变差。由于有上述缺点，蒽晶体不能广泛使用，目前主要用于要求输出较高的场合或作为发光效率的比较标准。

芪晶体的分子式为 $C_{14}H_{12}$，它的光输出较小，是蒽的 60%，但发光衰减时间小，仅 6ns，比蒽晶体的衰减时间≈30ns 要快得多。所以，多数是用在快速时间测量。芪晶体虽然制备工艺尚易，但它比蒽晶体更为脆弱易碎，经不起机械和热冲击，所以用得不多。

8. 液体闪烁体

液体闪烁体是一种有机闪烁体，主要是测量中子及β射线，在某些弱放射性或液态样品的测量中也广泛采用。

液体闪烁体是用发光物质溶于有机溶液内制成的。它具有发光衰减时间短（毫微秒数量级）*、透明度好、容易制备、成本较低等优点。液体闪烁体常用二甲苯等作溶剂，并以某些有机闪烁物质和POPOP分别作第一溶质和第二溶质。第一溶质为荧光物质，第二溶质称为波长转换剂。当入射粒子进入闪烁液体时，溶剂分子先被激发，然后它很快地把能量传给第一溶质分子。放出波长在350～400nm范围的荧光，它使第二溶质分子受激，退激时放出420～480nm范围的光。这样，它起着使发射光谱的波长向长波方向移动，以与光电倍增管能较好匹配。

一种典型的液体闪烁体是用4g/L的联三苯和0.4g/L的POPOP溶于甲苯溶液中；其发光衰减时间为2.4ns，相对发光效率为蒽的58%。将待测放射性物质溶解于液体闪烁体中，造成4π几何条件，效率很高，这是液体闪烁体很突出的优点。

检测^{3}H和^{14}C等的低能β射线的微弱放射性强度，经常都要用液体闪烁体。液体闪烁体另一重要用途是作中子飞行谱仪的探头，利用发光衰减时间短的优点作时间测量。

液体闪烁体的缺点是液体需隔绝空气、密封盛装；有一定毒性，操作时需注意安全；液体闪烁体膨胀系数大，为了解决环境温度变化太大盛器易破裂的问题，一般容器上带有膨胀室。

9. 塑料闪烁体

塑料闪烁体是一种用途极为广泛的有机闪烁体。它可以测量α、β、γ、快中子、质子、宇宙射线及裂变碎片等。塑料闪烁体的特点是：

(1)制作简便。如国产普通塑料闪烁体是在苯乙烯溶液中加入第一溶质对联三苯和第二溶质POPOP后聚合而成。它的工作原理和液体闪烁体完全一样，不过溶剂是固溶体而已。它易于加工成各种形状，如柱、片、矩形、井形、管形、薄膜、细丝、微粒等；还可以做成大体积闪烁体，最大直径可以做到上百厘米，用于测量高能粒子或作反符合罩。

(2)发光衰减时间短(1～3ns)，同液体闪烁体一样，它可以适用于毫微秒量级的时间测量及高辐射强度测量，也可作中子飞行时间谱仪的探头。

(3)透明度高，光传输性能好。

(4)性能稳定，机械强度高，耐振动，耐冲击，耐潮湿，不需要封装，避光储存8到10年发光效率无明显变化。

(5)耐辐射性能好，居于各种闪烁体的首位。

塑料闪烁体也有不足之处：软化温度较低，不能用在高温条件下；易溶于芳香族及酮类溶剂；能量分辨本领差，一般只作强度测量。

普通塑料闪烁体都可用来测量β射线。但塑料闪烁体对γ射线也灵敏，如在材料中加入不同的溶质，可做成对β灵敏，而对γ不太灵敏的塑料闪烁体。

我们将以上讨论的各种闪烁体的主要物理性能列于表4.2中。其中$^{6}LiI(Eu)$为一种单晶无机闪烁体，主要用来测量热中子。

---

* 液体闪烁体发光衰减时间和配方有关。特别是慢成分τ_s，最短为几十ns，最长为800ns。

表 4.2　各种闪烁体的物理性能

材　　料	最强发射波长(nm)	发光衰减时间	折射率	密　　度 (g/cm^3)	β和γ闪烁效率(%)	
					相对 NaI(Tl)	相对蒽
NaI(Tl)	410	0.23μs	1.85	3.67	100	230
CsI(Tl)	565	1.0μs	1.79	4.51	85	
ZnS(Ag)	450	0.2μs	2.4	4.09	130	
^{6}Li(Eu)	~480	1.4μs	1.95	4.08	35	
Li 玻璃	395.9	75ns	1.53	2.5	10	
BGO	480	0.3μs	2.15	7.13	7~14	
BaF_2	310	0.6μs/0.6ns	1.56	4.89	5~16	
CWO	~500	5μs	2.3	7.9	38	
蒽	447	30ns	1.62	1.25	43	100
芪	410	4.5ns	1.63	1.16		50~60
液体闪烁体	420	2.4~4.0ns	1.52	0.9		20~80
塑料闪烁体	~480	1.3~3.3ns	1.60	1.05		45~68

四、闪烁体的选择

在实际使用中，选择闪烁体时主要考虑以下几个方面的问题：

(1)所选闪烁体的种类和尺寸应适应于所探测射线的种类、强度及能量，也就是说使选用的闪烁体在测量一种射线时能排除它种射线的干扰。一般测量α强度时用 ZnS(Ag)闪烁体或 CsI(Tl)晶体。测量β射线和中子时用有机闪烁体，大都用塑料闪烁体，或液体有机闪烁体。测量γ射线用 NaI(Tl)或 CsI(Tl)晶体，对低能 X 射线或高能γ则可用 BGO。

(2)闪烁体的发射光谱应尽可能好地和所用光电倍增管的光谱响应配合，以获得高的光电子产额。

(3)闪烁体对所测的粒子有较大的阻止本领，使入射粒子在闪烁体中损耗较多的能量。

(4)闪烁体的发光效率足够高，有较好的透明度和较小折射率以使闪烁体发射的光子尽量被收集到光电倍增管的光阴极上。

(5)在作时间分辨计数或短寿命放射性活度测量中，应选取发光衰减时间短及能量转换效率高的闪烁体。

(6)作为能谱测量时，要考虑发光效率对能量响应的线性范围。

所谓闪烁体的能量响应通常包括两个含义，一是指闪烁体的能量转换效率与入射粒子能量的关系，另一是指闪烁体的探测效率(或灵敏度)与入射粒子能量的关系。

表 4.3 列出了国产闪烁体的主要性能、形状特征及用途，可供选择使用时参考。国外产品几乎为英国核企业公司的 NE 牌号闪烁体所垄断。

五、光的收集与光导

光学收集系统包括反射层、耦合剂、光导等。它可使闪烁体发射的光能够均匀、有效地收集

表 4.3 国产 ST-型闪烁体物理性能一览表

类别	型号	密度	折射率	熔点或软点 (℃)	相对蒽晶体发光效率 (%)	主要成份的衰减常数 (ns)	最强发射波长 (nm)	主要用途	形状及特征
NaI(Tl)	ST-101	3.67	1.77	651	230	230	415	测量γ射线强度、能谱	圆柱、铝盒、铝入射窗
	ST-102							测量低能γ或X射线	薄片、铝盒、铍窗(C),薄铝窗(D)
	ST-103							加大立体角测量γ射线	井型、铝盒、铝入射窗
	ST-104							测较高能量的γ射线	直径大于 200mm 圆柱、铝盒、铝窗
	ST-105							反符合屏蔽、低本底测量	环状及柱型,不锈钢盒,低钾材料
CsI(Tl)	ST-121	4.51	1.79	620	95	1100	540	测量α、p、γ,脉冲形状甄别γ场中	圆柱、薄片(有机玻璃承托板)
	ST-122				75			测量α、X射线	薄膜,有机玻璃承托板上蒸 CsI(Tl)
ZnS(Ag)	ST-201	4.1	—	>1000	300	200	450	γ场中测量α场度	薄片,粉末喷涂有机玻璃承托板上
	ST-202	4.1						测量氡及其子体	杯状,将 ZnS(Ag)粉喷涂内壁上
	ST-203	4.1	—					测量氡及其子体	环状,将 ZnS(Ag)粉喷涂内壁上
	ST-206	1.35	—					测量快中子强度	厚片,与有机玻璃粉混合热压而成
	ST-207	1.45	—					测量快中子强度	圆柱,嵌入环状光导
	ST-211	2.48	—					测量热中子和慢中子强度	片状,带铝盒,含浓缩^{10}B
	ST-212	2.48	—					测量热中子和慢中子强度	片状,带铝盒,含天然硼
塑料	ST-401	1.06	1.6	75—80	40	2—3*	423	γ、β、快中子	柱、薄片、薄膜
	ST-402	1.05					390	强γ场下测量β	薄板(有机玻璃做承托板),高β/γ比
	ST-406	1.05					423	测γ射线的剂量,X射线	柱、板、空气等效
	ST-407							监测α、β强度	ST-401 型薄板喷涂 ZnS(Ag)
	ST-1421				≥60	<2.5	432	γ、快中子,高发光效率	
	ST-1422				2.8	<1	390	快时间测量	
液体	ST-451	0.898	1.52	—	45	3.7*	420	用于 n-γ 分辨探测快中子	玻璃容器装在铝盒内
蒽晶体	ST-501	1.25	1.62	217	100	30	447	α、β、γ、快中子,比较标准	圆柱、片、无封装
对联三苯	ST-551	1.23	—	213	30	5.5*	385	低能β射线,强γ场中测量β	薄片,有机玻璃承托板
锂玻璃	ST-601	2.31	1.53	>1000	10	100	395	测量α能谱	薄片,含天然锂
	ST-602							测量热中子到中能中子的强度	厚片,含浓缩^{6}Li

* 参考数据

在光电倍增管的光阴极上，如图 4.7 所示。

1. 反射层

反射层的作用是把闪烁体中向四周发射的光有效地收集到光阴极上。一般用作反射层的材料有：氧化镁、二氧化钛、铝箔、镀铝塑料薄膜，聚四氟乙烯带子等。

例如，NaI(Tl)晶体封装时四周填充一层漫散射物质氧化镁粉末，使光子经过多次反射，仍能到达光阴极上面被收集。又如塑料闪烁体等周围和顶面则用铝薄膜包起来，组成反射镜，使射向四周边界的光子反射回来，最后落在光阴极上。BaF_2 晶体用聚四氟乙烯带子缠绕作反射层效果较好。

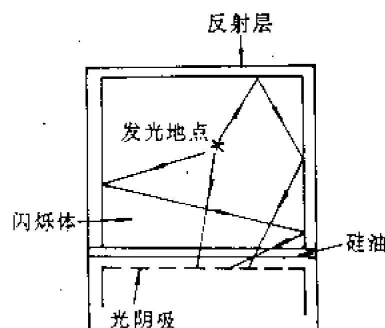


图 4.7　闪烁计数器光学收集系统示意图

2. 光学耦合剂

由于闪烁体与光阴极接触的界面中存在着空气，为了尽量减少光线在交界面上发生全反射，以利于将光子大部分收集到光阴极上去，需要在闪烁体与光电倍增管之间加上一层“耦合剂”，其作用是有效地把光传给光电倍增管的光阴极，减少光在闪烁体与光阴极窗界面的全反射。光学耦合剂的材料有硅油、硅脂、甘油、真空泵油等。

使用耦合剂时必须注意普通硅油对塑料闪烁体有腐蚀性，最好使用甲基硅油。对经常要拆换的闪烁体，宜用稀一些的硅油，如果长期固定使用，可用较稠的硅油。加上光学耦合剂可使输出脉冲幅度比不加时增加 1/3 到 1 倍。

在 NaI(Tl)晶体与包装玻璃内表面之间加入硅油也正是这个道理。

3. 光　　导

光导的作用是有效地把光传递给光电倍增管的光阴极。光导一般用于下述几种情况：

(1)当使用的闪烁体面积比光电倍增管面积大时，可以用光导作为中间过渡，使闪烁体射出的光子较多地进入光阴极。

(2)在强电磁场中探测射线时，光电倍增管不能放置在此强电磁场中，可用较长的光导将光引到光电倍增管的光阴极上。

(3)由于受空间限制，如医学诊断中，有时只能把体积很小的闪烁体放在体内，这时可用长的纤维光导将光引到光阴极上。

(4)当闪烁体的表面和光阴极表面形状不一致时，也需要用光导过渡。

光导材料有聚乙烯基甲苯、聚苯乙烯塑料、有机玻璃、石英玻璃等。有时，也可采用“空气光导”，即空心金属圆筒。各种光导材料对光的透射率与入射光的波长、光导的长度有一定关系。因此，可以根据闪烁体的发射光谱和实际应用情况选择光导材料和长度。光导的形状和尺寸应根据用途而定，一般有圆柱体、截顶圆锥体、长条、长丝等形状。

第三节　电子倍增器件

一、光电倍增管

1. 基本原理和构造

图 4.8 是光电倍增管的工作原理图。从闪烁体出来的光子通过光导射向光电倍增管的光阴极，由于光电效应，在光阴极上打出光电子。光电子经电子光学输入系统加速、聚焦后射向第一"打拿极"(又称倍增极)。每个光电子在打拿极上击出几个电子，这些电子射向第二打拿极，再经倍增射向第三打拿极，直到最后一个打拿极。所以，最后射向阳极的电子数目是很多的。阳极把所有电子收集起来，转变成电信号输出。

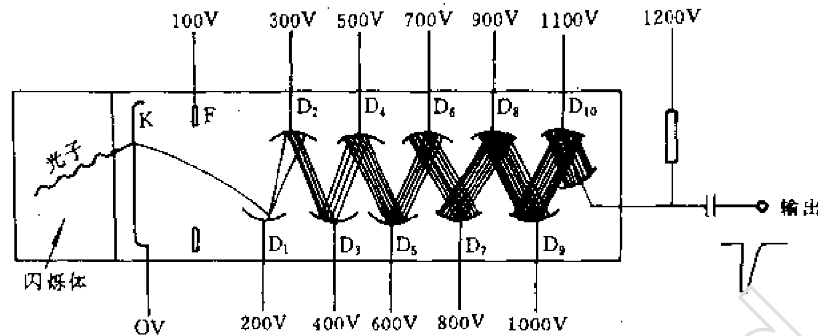


图 4.8 光电倍增管工作原理图

K——光阴极；F——聚焦极；D_1 至 D_{10}——打拿极；A——阳极。

光阴极是接收光子并放出光电子的电极。一般是在真空中把阴极材料蒸发在光学窗的内表面上，形成半透明的端窗阴极；或蒸发在管壳内侧面和光窗的内表面上形成半透明的四面窗阴极；有的蒸发在离管壳内一定距离处的金属基底上，形成不透明阴极。光阴极材料的品种有数十种，但最常用的只是五、六种，如锑铯化合物(Cs-Sb)和 K_2-Cs-Sb 双碱阴极等。商业上在英文字母 S 后加上数字编号表示不同成分的光阴极。例如，S1 表示是 AgOCs；S11 是 Cs_3SbO；S19 是 Cs_3Sb；S20 是 Na_2KSbCs 等等。

一般光电倍增管光阴极前的光学窗有两种：硼玻璃窗或石英窗，前者适用可见光；后者可透过紫外光，国产品型号中都用字母 Z 表示，国外产品用 Q。少数特殊管子可透过波长更短的紫外光，则用 MgF_2 窗。

光电倍增管的电子光学输入系统也是一个重要组成部分。光阴极产生的光电子经过电子光学输入系统的加速、聚焦后，被收集到打拿极 D_1 上，再进行倍增放大。简单的电子光学输入系统就由光阴极和第一打拿极 D_1 组成，中间无聚焦极。这时，收集到 D_1 上的光电子较少，其他性能也稍差。复杂的输入系统则中间有聚焦极和加速极，使光阴极射出的光电子尽可能都收集到 D_1 上，而且要求能同时和均匀地射到 D_1 上。对于大面积的光阴极和要求有好的时间特性的管子，输入系统是要认真考虑的。

到达打拿极 D_1 的光电子经过 D_1 到 D_{10} 一系列打拿极进行倍增，图 4.8 中 D_1 到 D_{10} 都是打拿极。它们是在镍片上经真空蒸发形成 Sb-Cs 或 K_2-Cs-Sb 化合物，或采用经激活处理的 AgMg，CuBe 合金电极。新型负电子亲和性材料，则是在 GaP 表面覆以 Cs 单原子层。当一个电子打在打拿极上后，一般可以从这些材料上打出 3～6 个电子，GaP 则可高达 60 个电子。光电倍增管中的打拿极一般是 9～14 个。

通常对打拿极的要求是：二次发射系数大，热电子及光电子发射小，大电流工作时稳定性好，对形状要求能有效地收集由前一级来的二次电子，并能有效地将其倍增产生的二次电子送到下一级。下面还将提到在快速倍增管中，要求电子渡越时间分散尽可能小，K_2CsSb 双碱和

GaP 作打拿极材料能做到快的时间响应。

阳极是最后收集电子并给出输出信号的电极。阳极要求采用电子电离能较大的材料，如镍、钼、铌等。

光电倍增管可分为“聚焦型”和“非聚焦型”两类。

(1)聚焦型。聚焦型结构的电子渡越时间分散小，脉冲线性电流大，极间电压的改变对增益的影响大。故适用于要求时间响应较快的闪烁计数器。

①环状聚焦型。图 4.9 表示的就是这种类型。在这种光电倍增管中，打拿极呈瓦片形，并排列成环状，各级之间有很强的聚焦电场。由于它的排列紧凑，电子在其中行经的路程短，渡越时间亦短。如国产的 GDB27Q，国外的 EMI9943 等属此类型。

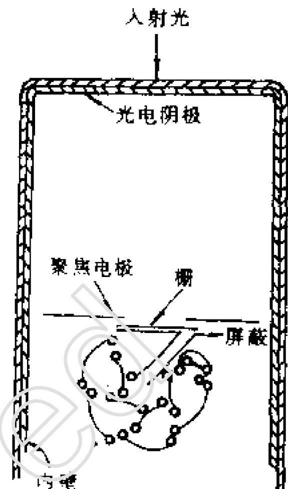


图 4.9 环状聚焦型光电倍增管结构示意图

②直线聚焦型。图 4.10 表示的就是这种类型。可以看出，在这种管子中，打拿极呈瓦片形，并沿直线排列，各级之间有聚焦电场。与环形聚焦型一样，电子渡越时间短，渡越时间分散小。国产的 GDB-50 型，国外的 Philips XP-2020，56AVP，EMI9863，RCA8850 等光电倍增管就属于这种类型。

(2)非聚焦型

①百叶窗式。国产 GDB-44 型光电倍增管的结构示意图如图 4.11 所示。每一个打拿极都是由窄长的薄片排列成“百叶窗”的式样。打拿极的前面装有屏蔽网以阻止电子返回到发射电子的打拿极上。

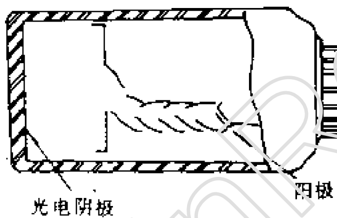


图 4.10 直线聚焦型光电倍增管结构示意图

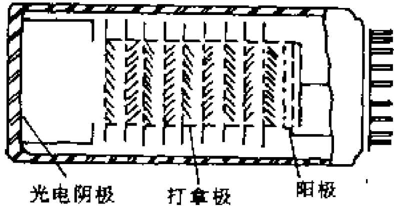


图 4.11 百叶窗式光电倍增管示意图

通常在最后两个打拿极之间放置很细的网栅，从倒数第二个打拿极发出的电子穿过很细的阳极网栅射到最后一个打拿极，然后才被阳极收集。在这种光电倍增管中，极间没有聚焦作用。这种管子的电子渡越时间及其分散都较大。它的优点是：暗电流特性好，平均输出电流较大，脉冲幅度分辨率较好，适用闪烁能谱测量。其放大倍数随打拿极数目不同而异，可达到 10^7 到 10^8 左右。

属于此种型式的光电倍增管除 GDB-44 外，还有 GDB-51，GDB-52，GDB-100，GDB-200，荷兰的 XP-2000 和英国的 EMI9531B，EMI9530B 等。

②盒栅式无聚焦型。国产的 GDB-23 光电倍增管就属此类型，它的结构示意图见图 4.12。在这种管子中，各打拿极(除末级外)的排列形状呈盒子形。

这种盒式结构光电倍增管时间特性较差，线性电流小，一定电压下放大倍数较大，一般放大 10^7 倍左右。另外，盒式结构的打拿极便于做成小体积，因此一般是小型管子，如 GDB-14 型，GDB-23 型和 EMI9878B 型都采用盒式打拿极结构。

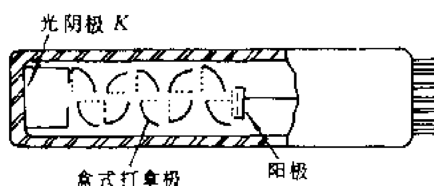


图 4.12　盒栅式光电倍增管示意图

2. 分压器

光电倍增管中各电极的电位由外加电阻分压器抽头供给，典型的线路图如图 4.13 所示。图(a)为使用正高压的电路，阴极接地，阳极处于高电位，输出端必须使用耐高压电容 C_0 隔开。图(b)为使用负高压的电路，阴极处于高电位，应注意对地绝缘。所加电压应根据说明书指示或者根据不同用途及管子的性能加以考虑。

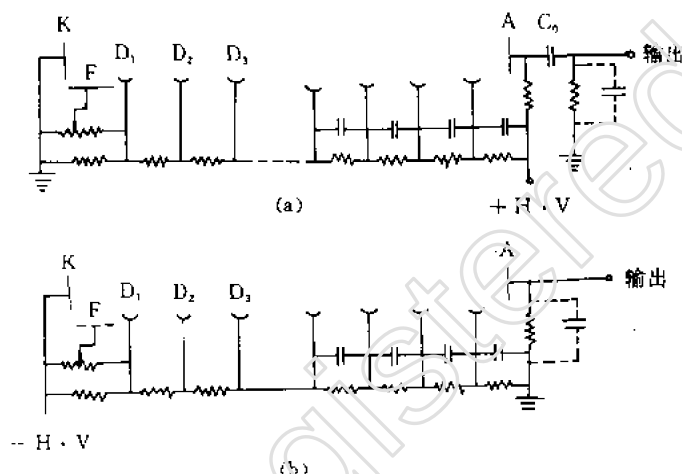


图 4.13　光电倍增管分压器线路图

(a)正高压电源，(b)负高压电源

(1) *阴极-第一打拿极之间电压*。维持阴极与第一打拿极之间适当高的电场很重要。它有利于提高信噪比和能量分辨率。有的光电倍增管在光阴极 K 与第一打拿极 D_1 之间还有聚焦电极 F，这样三个电极组成一个电子光学输入系统。适当调整它们之间的电位分布，可以使大部分光电子都能顺利到达第一打拿极的有效面上，从而获得最大的收集效率 g_c，一般 g_c 为百分之几十，视管子结构和性能而异。在作时间测量的快速光电倍增管中，阴极与打拿极之间的电压应适当提高，甚至于可为中间打拿极之间电位差的二、三倍；同时也可改变 F 电位，使只有轨迹相近的光电子进入 D_1，这样，可使光电子渡越时间分散减小。

(2) *中间打拿极*。一般采用均匀分压器，其电压绝对值大小可根据需要的放大倍数来调节。但对聚焦型管子，开始几个打拿极之间的电压对脉冲幅度分辨率及时间分辨特性仍有相当大的影响，应仔细调整选择。

(3) *最末几级打拿极间电压*。由于在最末几级打拿极中的电流已相当大，一般使用非均匀分压器使最末二、三级打拿极之间有较高的电压，以避免空间电荷效应，否则倍增管的线性工作范围要受到限制。这在作能谱分析和时间测量时，是应该注意的。同时，为了避免在最后几个打拿极上，因脉冲电流过大使极间电压下降，一般在分压电阻上并联旁路电容。

(4) *末级打拿极和阳极之间电压*。阳极仅仅收集电子,而不再继续倍增,故末级打拿极和阳极之间的电压一般选取得比较低。分压器所选用的电阻应具有小的温度系数和较高的稳定性,并且实际耗散功率应比额定功率小。总的功率耗散又不宜太大,以避免光电倍增管性能的慢漂移变化,这一点对作长时间测量的实验特别重要。

但另一方面,为保证光电倍增管工作稳定,必须使流经分压电阻的电流远大于最大阳极电流,即应使总分压电阻值适当的小,以保证打拿极之间电压基本不变。

实际使用时,可直接采用说明书上给出的分压器电阻推荐数值。为了提高性能,也可进一步自己测试调整数据,使管子达到最佳工作状态。

3. 主要指标

我们知道,光电倍增管是将光信号转换为电信号,并将电信号加以放大的器件。它的主要指标应该包括几方面:光电转换特性;电子倍增特性;噪声或暗电流;时间特性等。

(1) *光电转换特性 —— 光阴极的光谱响应和灵敏度*

① 光阴极的光谱响应。光阴极受到光照射后发射光电子的概率是波长的函数,称为光谱响应。在长波端的响应极限主要由光阴极材料的性质决定,而短波端的响应主要受入射窗材料对光的吸收所限制。

光阴极上发射光电子数和入射光子数的比值称为量子转换效率,简称量子效率,它是波长的函数,用 $Q_k(\lambda)$ 表示。不同光阴极发射层和窗材料的光谱响应见图 4.14。即使对于同一只管子,阴极不同部位的 Q_k 也有涨落。了解光电倍增管的光谱响应特性后,就可选择不同管子使之与闪烁体的发射光谱匹配。

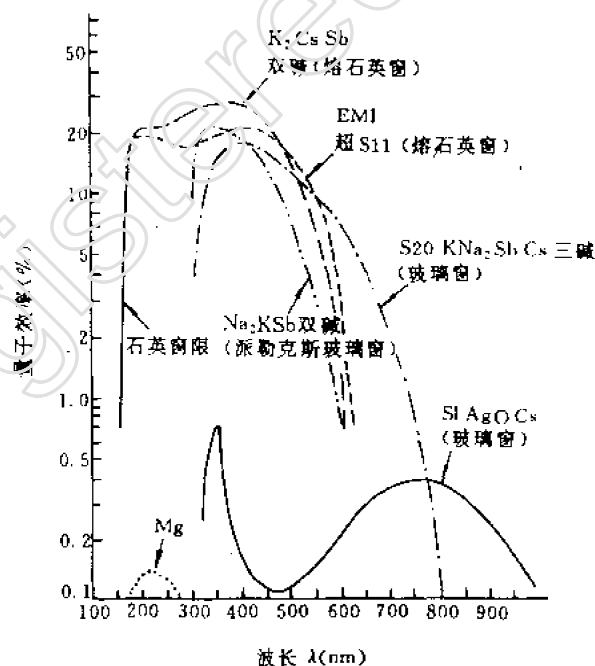


图 4.14 几种常用的光阴极和窗材料的光谱响应

② 光阴极光照灵敏度。在实用上,光电转换特性通常使用另一个宏观定义,即一定光通量 F 的白光照射阴极所能获得的光电子流(i_k)称为光阴极光照灵敏度

$$S_k = \frac{i_k}{F} \tag{4.5}$$

其中,i_k 单位为 μA;F 为光通量,它用 lm 作单位。一个 40W 的白炽灯向 4π 方向发射的总光通量约为 380lm。S_k 的单位是 $\mu A/lm$。这一指标在光电倍增管的技术说明书上给出。现在一般采用国际电工委员会的规定,以色温为 2856K 的钨丝灯作为灵敏度测量的光源[6]。有些说明书上还分别给出蓝光、红光的灵敏度。在特殊情况下还给出红外或者特定波段的紫外光灵敏度[3]。

(2) *电子倍增特性、光电倍增管的放大倍数及阳极灵敏度*

① 光电倍增管的放大倍数(增益)M　由于打拿极的倍增作用,从光阴极发射出来的电子不断被倍增,最后在阳极上可得到大量的电子。从光阴极射出,到达第一打拿极的一个电子,经

多次倍增后在阳极得到的电子数，叫光电倍增管电流放大倍数（增益）

$$M = \frac{\text{阳极接收到的电子数}}{\text{第一打拿极收集到的电子数}}$$

在理想情况下一般可写成

$$M = \delta^n. \tag{4.6}$$

式中 δ 是平均的二次发射系数，n 为打拿极的级数。

如果打拿极电子传递效率为 g，那么增益较为实际的表达式可写成：

$$M = (g\delta)^n \tag{4.7}$$

对设计良好的聚焦型管子 $g \approx 1$，对非聚焦型管子，$g < 1$。

打拿极的二次发射系数 δ 是极间电压的函数，对一般材料在电压 < 100V，$\delta < 3 \sim 5$ 时保持线性关系。对双碱 K_2CsSb 材料线性保持到 $\delta \approx 10$，最好的材料是 GaP，直至 1000V，$\delta \approx 55$，仍保持良好的线性。

② 阳极光照灵敏度 S　放大倍数是光电倍增管重要参数之一，但往往有些技术说明书都不直接给出它的数值，而是在给出上述光阴极光照灵敏度 S_k 的同时，给出光电倍增管的"阳极光照灵敏度"S_2。它们之间的关系是：

$$S_2 = g_c M S_k = \frac{\text{阳极电流 } i_a}{\text{入射到阴极的光通量 } F}$$

其中，S_2 的单位为 A/lm，g_c 为第一打拿极对光电子的收集效率。阳极光照灵敏度的物理意义是：当一个流明的光通量照在光阴极上时，在光电倍增管阳极上输出的电流（阳极电流）i_a 的数值。

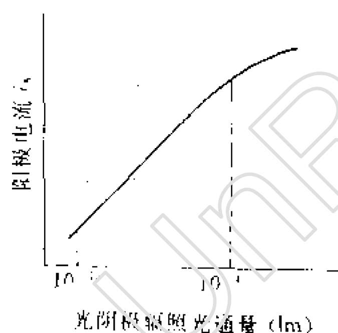


图 4.15　阳极电流和光阴极辐照光通量关系

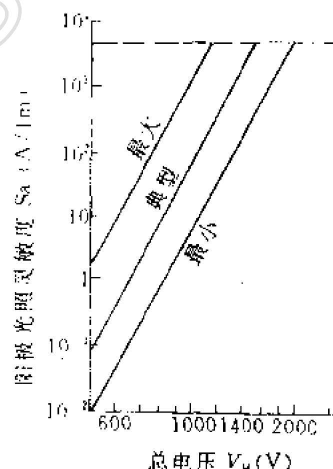


图 4.16　阳极光照灵敏度和光电倍增管总电压 V_H 关系

实验测量给出：当入射光通量 F 增大时，阳极电流 i_a 在相当宽的范围内（F 从 10^{-13} 增加到 10^{-4}lm）是线性增大的。图 4.15 即表示这种线性关系。但光通量 F 太大时，就出现偏离线性。重要原因之一是，打拿极发射二次电子发生疲劳，使放大倍数减小。其二是最后几级打拿极和阳极上有空间电荷堆积。也有可能是分压电阻选择不当，使最后几级打拿极以及阳极之间的电压降低，放大系数减小。阳极光照灵敏度 S_a 和总电压 V，两个量的对数有线性关系即 $\log S_a \propto$

logV。通常在光电倍增管手册上可以查到。例如国产GDB管[6]和英国EMI[3]说明书上，对每种型号管子都给出S_a和V的对数图，是一条直线，如图4.16所示。随着电流增加到某一数值会出现非线性，$\log S_a$增加变得缓慢。

4. 光电倍增管的暗电流与本底脉冲(暗噪声)

当光电倍增管无光照射时(严格说，完全隔绝辐射时)，所产生的阳极电流称之为"暗电流"。阳极暗电流是在一定的电压下或在达到一定的阳极光照灵敏度所需的总电压下测定。通常在$10^{-6} \sim 10^{-10}$A数量级。

引起暗电流的主要原因如下：

(1) *热发射*： 光阴极的材料具有较低的功函数，在室温下也有一定的热电子发射，它与光电子同样会被倍增。故热发射引起的暗电流是不可避免的。热发射电流随着温度降低迅速减小。图4.17是各种阴极材料的阴极发射和相应的阳极电流随温度的变化曲线。由于阴极热发射是暗电流的主要成份，故冷却光电倍增管是降低暗电流最有效的方法。

(2) *欧姆漏电*： 管内有一定碱金属蒸气凝结附着在极间绝缘支架上，在电压作用下产生"管内漏电"。玻璃外壳和管座潮湿和沾污会引起"管外漏电"。所以，保持管子的干燥和清洁是很重要的。

(3) *残余气体电离*： 光电倍增管中的电子通常具有足够的能量使管子中残余气体电离，产生正离子；或者使气体激发产生光子，在阴极或打拿极上打出电子，经过倍增形成附加的电流。由光子打出光电子引起的附加电流称"光反馈电流"，由离子打出次级电子引起的附加电流称"离子反馈电流"。这种效应在工作电压高和放大倍数很大时，表现得特别严重。

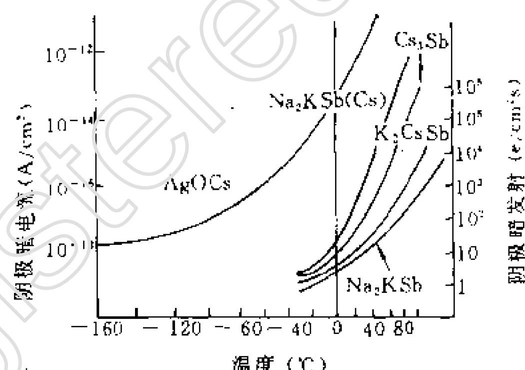


图4.17 阴极暗电流与温度关系

由于离子的运动速度比电子慢得多，因此离子产生的脉冲时间上要比光电子或暗发射电子产生的脉冲要滞后得多，通常称为后脉冲。后脉冲可以由闪烁光子附带形成，也可由热发射电子附带形成。光电倍增管作快时间测量或作光子计数测量时，后脉冲就是独立的本底脉冲。由于离子在光阴极上产生二次电子的发射系数特别大，故其产生的阳极脉冲振幅非常大，平均后脉冲振幅相当于10个光电子响应。

(4) *场致发射*： 在管内存在强电场的条件下，由于电极存在尖端或棱角，或者由于机械加工不当造成的部件边缘粗糙、毛刺会发射电子，称为"场致发射"。它也产生附加暗电流。这种效应只在很高的电压时才有显著表现。

(5) *切伦科夫光子*： 光电倍增管的窗材料可能含有少量的^{40}K、铀、镭、钍等，它们衰变时产生β粒子，另外宇宙线中的μ子，在穿过窗时都会产生超光速辐射，即切伦科夫光子，从而引起暗电流。采用石英窗可以大大减少天然放射性本低，但环境辐射和宇宙线的影响仍不能消除。

(6) *玻璃管壳放电和玻璃荧光*： 当使用负高压电源时，金属屏蔽(即暗盒)与玻璃管壳接触处在管壳内表面会产生放电，引起暗电流和工作不稳定。故应注意勿使玻璃壳与金属屏蔽接触。另外，受外部强辐射场辐照，玻璃会发荧光，引起附加暗电流。

(7) 光阴极曝光： 在拆装光电倍增管时，若光阴极曝过光，它会吸收能量。当重新安装好加上高压使用时，会产生很大的额外暗电流。在实用上，曝过光的管子应在暗盒中放置数十小时再使用，或者适当加热可加速使暗电流迅速恢复到平衡值。

本底脉冲的大小可使用"等效噪声能量"来表示。它规定为当噪声脉冲计数率等于 50cps 时，积分甄别电压所相应的能量。测量方法如下：将 NaI(Tl) 晶体与待测光电倍增管耦合组成闪烁探头，用一已知能量为 E_γ 的标准源照射，测得相应的全能峰脉冲幅度为 V_γ，然后移去辐射源以及 NaI(Tl) 晶体，在同样光电倍增管工作电压下，逐渐降低计数系统的积分甄别电压，当噪声脉冲计数为 50/s 时，记下相应的甄别电压 V_{en}，则等效噪声能量为：

$$E_{en} = \frac{V_{en}}{V_\gamma} E_\gamma \tag{4.8}$$

一般这一等效噪声能量为几十 eV 到几十 keV 数量级，可见利用闪烁计数器记录能量较高的核辐射时，噪声本底脉冲很容易被甄别掉。

在低能粒子测量中，每次闪烁事件只产生几个光电子，或者将光电倍增管作为单光子探测器（不加闪烁体）时[8][16]，外来粒子或外来光子引起的脉冲幅度和本底脉冲幅度为同数量级，则不可能以常规电压甄别方法去除噪声脉冲，而只能作为本底计数。因此，要以高于一规定阈值的暗计数率来表征管子噪声的大小。例如用噪声谱中 1/8 — 16 个光电子当量之间的面积作为暗计数率[14]。

图 4.18 表示单光子产生的阳极脉冲振幅谱（即单电子响应谱）和上面分析过的暗电流中各种主要成分所产生的暗脉冲振幅谱。实验是用直线聚焦型双碱光电倍增管 EMI9813 做的。我们看到产生一个电子当量的暗脉冲和光子信号的谱几乎是完全一样的。此外还可以看到核辐射、宇宙线贡献以及相当于 3 — 20 个电子当量的后脉冲贡献，其计数约占信号光电子引起计数的 0.03%。

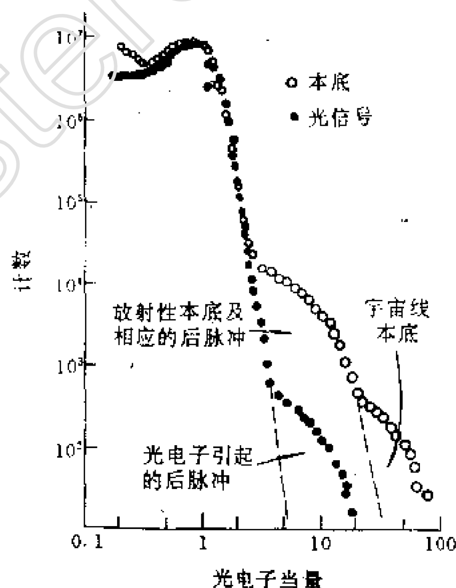


图 4.18 单光子和本底产生的阳极脉冲振幅谱

为了降低光电倍增管本底计数率，基本方法是使用致冷系统（使光阴极冷到零下 20 ～ 30℃），但也可采用静电退焦方法[16]，室温下就可使本底计数率降低二个数量级。

5. 光电倍增管时间特性

光电倍增管光阴极接收到光信号时，并不能立即就在阳极输出电流脉冲，因为光电子从光阴极，经过多级打拿极倍增到达阳极，其间飞行一段路程需要一定时间，这个时间称为光电倍增管的渡越时间。由于光电子从光阴极不同部位发射，以及各电极发射的电子初速度和方向不同，电子经过的路径也不尽相同，因此这一时间有长有短。即使输入光信号为 δ 函数，阳极电流脉冲仍将是展宽的。光电倍增管的时间特性一般用脉冲上升时间 t_γ，脉冲时间响应宽度 t_{pm}，渡越时间 τ 和渡越时间分散 $\Delta\tau$（时间分辨本领）等参量来描述。

光电倍增管脉冲上升时间 t_γ 定义为：应用 δ 函数光源（实际上是闪光时间极短的光源）照射阴极时，从阳极电流脉冲前沿峰值的 10% 上升到 90% 所需要的时间，而脉冲的半高宽为时

间响应宽度 t_{pm}（如图 4.19 所示）。

渡越时间 τ 的严格定义是：δ 函数光源的闪光到达阴极瞬间与阳极输出脉冲到达峰值时刻之间的时间间隔。

渡越时间分散的定义是：当多次重复用 δ 函数光源照射光阴极，渡越时间谱最大值一半处的全宽度 $\Delta\tau$，如图 4.20 所示。$\Delta\tau$ 限制了光电倍增管对事件发生时刻的精确测量，故它又称为光电倍增管的时间分辨本领。对聚焦型管子，$\Delta\tau$ 约为数百 ps 至数 ns。

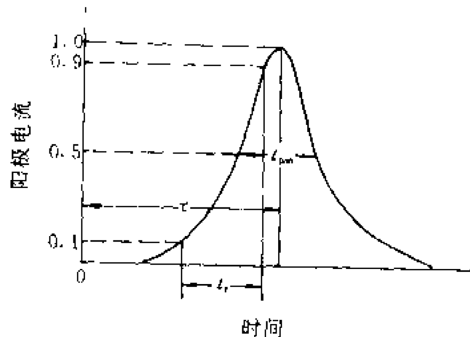


图 4.19　光电倍增管阳极电流脉冲上升时间与响应宽度

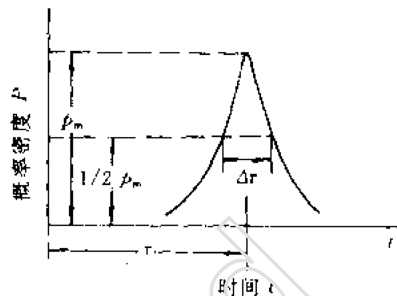


图 4.20　渡越时间离散的定义

表 4.4 列出了四种类型光电倍增管的时间特性。

表 4.4　端窗光电倍增管的时间特性

结构型式	打拿极材料	i_a(mA)	t_r(ns)	t_{pm}(ns)	τ(ns)
百叶窗	SbCs	10	10 ～ 16	～ 25	50 ～ 100
盒　栅	SbCs	3	12 ～ 20	30 ～ 50	～ 100
环状聚焦	BeCu	30	0.25 ～ 2	2 ～ 5	25
直线聚焦	SbCs	100	0.25 ～ 4	2.7 ～ 5.5	30 ～ 55

上面我们介绍了光电倍增管的几个主要特性。部份国产光电倍增管的型号和主要指标见表 4.5。英国 EMI，荷兰 Philips，美国 RCA 和日本滨松公司（HTV）的一些光电倍增管的主要参数可在文献[19]的附录中查阅。

二、通道型电子倍增器件

1. 多通道电子倍增器

多通道电子倍增器[22]又称为微通道板（Microchannel plate），简称 MCP。它是在一块材料（通常为铅玻璃）薄片上，做成含有数十万至上百万个互相平片的圆柱孔的倍增元件阵列（图 4.21）。

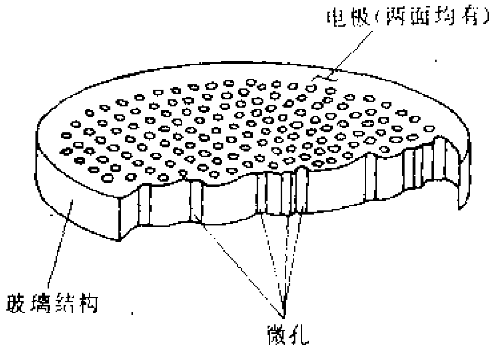


图 4.21　微通道板（MCP）结构示意图

典型的通道直径为 10～100μm。通道直径和长度比为 1/40～1/100。孔内表面材料的二次电子发射系数 $\delta \geqslant 3$。当圆柱孔空间存在 10^4V/cm 的强电场时，入射粒子在负极轰击出电子，会在内壁

表 4.5 部分国产光电倍增管主要参数

型号	光阴极有效直径 (mm)	打拿极结构	阴极光照灵敏度 (μA/lm)	阳极光照灵敏度 (A/lm)	典型电压 (V)	典型暗电流 (nA)	能量分辨率 (%)	噪声能当量 (keV)	备注
GDB14D	10	盒栅	25	1	800	1		6	
GDB14P	10	盒栅	25	1	900	2		13	
GDB23T	23	盒栅	50	200	900	0.5			稳定性好
GDB23P	23	盒栅	50	200	1050	10	9.8	1.5	
GDB28		盒栅	50	200	930	5	10.8	2	端窗
GDB30G	23	盒式	56	30	1600	0.5	10	8	150℃
GDB44F	44	百叶窗	70	50	1200	6	7.8	0.6	分辨率好
GDB44D	44	百叶窗	50	50	1050	2	8.4	0.4	低噪声
GDB44P	44	百叶窗	50	50	1050	4	8.4	0.8	
GDB44W	44	百叶窗	50	50	1200	8		1.0	
GDB47Z	44	聚焦	75	2000	1900	5			单光子计数
GDB50L	44	直线聚焦	55	2000	1950	35		<2	t_r2.5ns
GDB50P	44	直线聚焦	45	200	1700	10		<2	t_r2.5ns
GDB52L	44	百叶窗	60	2000	1400	1.4	8.2	<0.6	低能测量
GDB53LA	10	百叶窗	75	2000	1350	0.1			单光子计数
GDB55	44	直线聚焦	175	20	1400	1			t_r2ns
GDB56	44	直线聚焦	175	500	1700	20			t_r2ns
GDB70	5×60	直线聚焦	40	0.4	3500	50			t_r1.5ns 侧窗
GDB76F	75	百叶窗	45	200	1270	10	9.3	0.9	能谱分析
GDB76D	75	百叶窗	40	200	1250	10	9.5	<1	低能测量
GDB76P	75	百叶窗	40	200	1350	50	10	1.3	闪烁计数
GDB79	75	百叶窗	88		1040	4.6	8.2		能谱分析
GDB100	100	百叶窗	40	50	1200	20	11	2	
GDB200F	200	百叶窗	40	200	1550	40	17	8	
GDB200P	200	百叶窗	40	200	1550	40	<25	8	

说明：1. 分类符号意义如下：P——指标一般；D——低噪声；L——高灵敏度；F——幅度分辨率好；A——暗电流小；W——可用品；G——高温；Z——透紫玻璃窗；Q——石英窗。

2. 典型电压和暗电流是在表上所列阳极光照灵敏度数值下对应的数值。

不断得到倍增，在正极端得到放大的输出信号。实际上我们很容易理解，每个通道就是一个光电倍增管，不过它没有专门的光阴极，而且打拿极是连续分布的。另外入射粒子不限于光子，事实上任何载能粒子，只要在通道壁上能打出次级电子，它都能响应。与光电倍增管外电路分压器相比拟，它利用铅玻璃自身的体电阻作为分压电阻，一般极间总电阻为 $10^9\Omega$。通道中的电势梯度使次极电子得加速，获得能量，从而保证在下一次轰击通道壁时有足够大的二次发射系数 δ(图 4.22)。

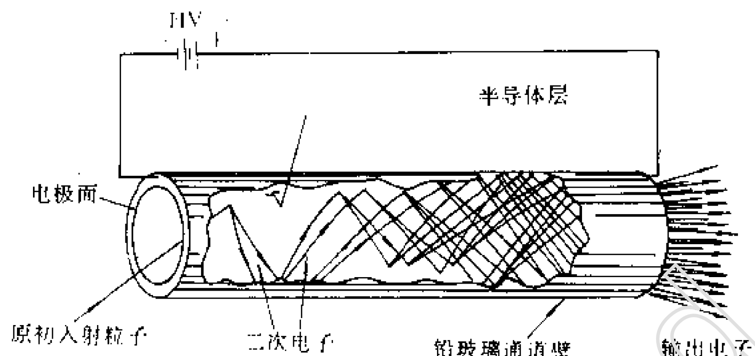


图 4.22 在微通道板一个通道中发生的电子倍增过程

每个通道通过上表面和底面的金属涂层(通常为 Ni-Cr 合金)互相平行联结，作为加高压和输出电极之用。一般在 10^{-4}Pa 真空环境下，它可正常工作。

多通道电子倍增器在几何上有两种设计形式：一种是通道与薄片表面垂直；另一种为通道与表面法线偏离一个小角(一般为 8°左右)。前者单片使用；后者为多级放大使用而设计的，例如用两片微通道板平行放置，使上下两片通道轴线形成最大夹角(图 4.23)。

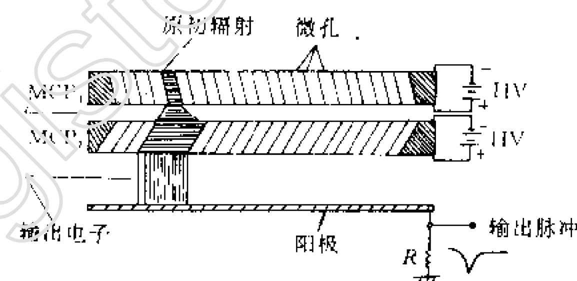


图 4.23 人字形结构微通道板

这种串联使用方式，称为人字形结构(Chevron)，它能使由第一级倍增器飞出的电子以较大角度与第二级倍增器管壁相撞，以增加总的碰撞次数，保证一定的增益。

(1)MCP 的典型线路　图 4.24 为人字形结构微通道板所使用的典型电子线路。图中采用负高压供电。分压器抽头 A,B,C 分别供给倍增器电子加速所需电势，三个 1MΩ 电阻起保护作用，防止电极击穿引起倍增器损坏。最后一级 MCP 输出电子由金属电极收集，收集电压由分压器 C 点供给。

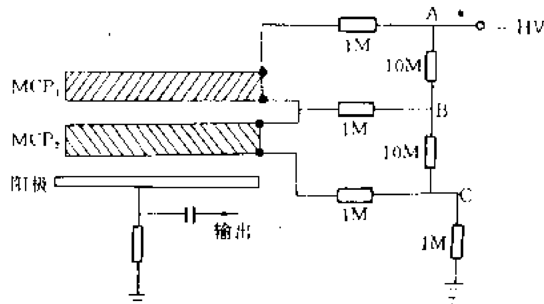


图 4.24 人字形结构微通道板的分压线路

(2)MCP 的性能

① 增益　若管壁材料的二次电子发

射系数为 δ,则微通道板的增益为 $G = \delta n$。而 Schagen 给出更细致的公式[23]:

$$G = \left(\frac{AV}{2\alpha V_0^{1/2}}\right)^{4V_0\alpha^2/V} \quad (4.9)$$

其中 V_0 是二次电子的起始能量,约为 1eV。α 是长度直径比。A 是比例系数,满足 $\delta = A V_C^{1/2}$,V_C 是电子撞击管壁时的能量,A 约为 0.2。V 为通道两端电压值。直孔微通道板和人字形结构两种情况下的增益和所加电压关系见图 4.25。

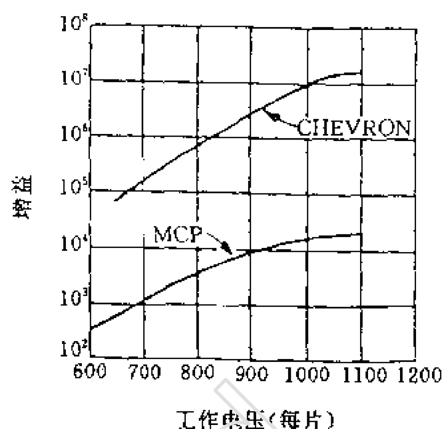


图 4.25 直孔和人字型结构两种微通道板的增益和电压关系

事实上微道板的增益还受到通道内空间电荷分布的影响。另一个制约因素和光电倍增管相类似,管壁内材料的体电流将限制末端的电流输出。过大的电子电流使本端处总的有效电阻下降,电场降低,增益降低。

②输出脉冲幅度谱　由于通道内电子路径的长短、二次电子发射系数 δ 和撞击次数都有统计涨落,即使单能粒子入射到 MCP 上,其输出脉冲幅度也有一个分布。图 4.26 是两种不同 MCP 的脉冲幅度分布曲线,它的形状和光电倍增管输出幅度谱很相似。

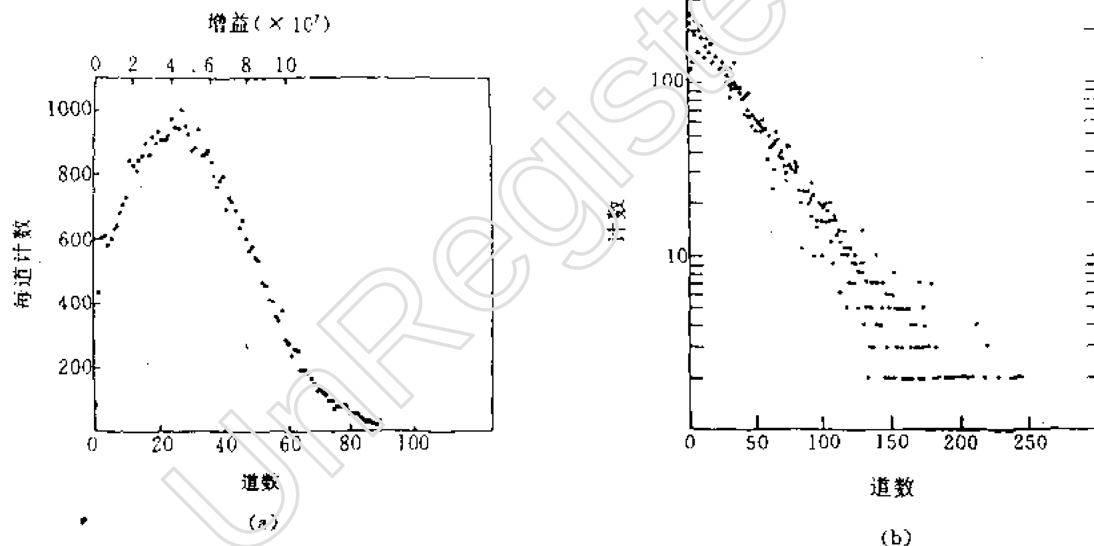


图 4.26 微通道板的输出脉冲幅度谱
(a)为人字型结构 (b)为直孔 MCP 的输出谱

③坪曲线　选择合适的计数甄别阈,计数随高压的变化如图 4.27 所示。它也显出一个坪曲线。工作点选在坪区,可使 MCP 在作计数使用时工作较稳定。

④暗噪声　MCP 管壁的铅玻璃功函数较大,所以热发射引起的计数比较低。在室温下,一般 MCP 的暗计数为 $1/s \cdot cm^2$ 左右。对直径为 25mm,微孔直径为 $12\mu m$ 的倍增器,内壁与真空接触的总面积为 $380cm^2$,故暗计数为每秒数百次。但当工作真空环境差于 10^{-4}Pa 时,由于离

子反馈效应，会使本底计数急剧增加。原则上暗噪声脉冲幅度谱与计数谱是一致的(请读者思考为什么?)。

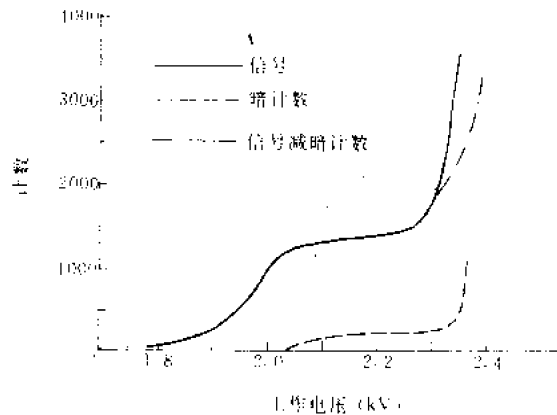


图 4.27　微通道板的坪曲线

⑤时间特性　a. 死时间。通常可把 MCP 看成是一个平板电容器，板距 1mm，介电常数 ε～8，总电容量为 10^2pf。对于拥有 10^6 个通道的 MCP，平均每个通道占有电容量 C_c～10^{-16}F。而 MCP 两极间总电阻≈$10^8\Omega$，每个通道占有电阻 R_c～$10^{14}\Omega$。当一个入射粒子在一个通道内壁引起二次电子级联发射后，通道中的电荷必须得到补充，但由于电子数随路径作指数增长，在靠输出端一侧绝大部分电荷得不到及时补充，必须通过 R_c 对 C_c 充电，时间常数 $\tau_c = R_cC_c = 10^{-2}$s。故每个通道死时间约为 10ms 数量级。每个微通道工作基本上是独立的，整个 MCP 的死时间仅为 10^{-8}s，因而它可以承受直到每秒 10^7 的计数率。

b. 渡越时间及脉冲波形。MPC 渡越时间为入射粒子在通道管壁击出第一批次级电子起到输出端脉冲达到给定值的时间。显然它和通道的长度有关。通道长仅为 1mm 量级决定了 MCP 的渡越时间非常短，一般仅为数百 ps。图(4.28)给出了人字型结构微通道板的输出脉冲形状，上升时间和脉冲宽度都为数百 ps 数量级。

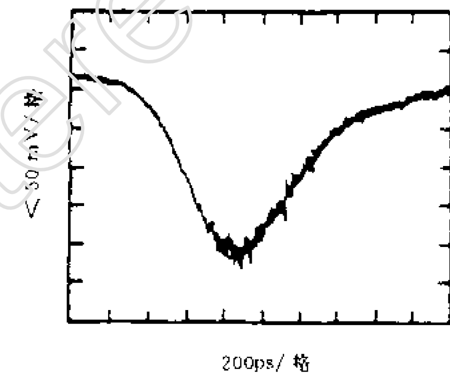


图 4.28　微通道板输出脉冲波形

⑥寿命　正常条件下 MCP 的使用寿命是十分长的，实验上观察到当积累计数达到 2×10^{10} 计数/mm^2 后，增益仅减少 20%。

⑦探测效率　我们已经提到，事实上 MCP 对各种不同类型的粒子都是灵敏的，表(4.6)列出了它对不同粒子，不同能区的探测效率值。

表 4.6　微通道板的探测效率

辐射类型	能　区	效率(%)
电子	0.2～2keV	50～85
	2～50keV	10～60
正离子	0.5～2keV	5～85
	2～50keV	60～85
	50～200keV	40～60
紫外光	30～110nm	5～15
	110～150nm	1～5
X 射线	0.2～50nm	5～15
特征 X 射线	0.012～0.02nm	～1

表中未列出可见光的数据，因为MCP不同于光电倍增管，没有对可见光极灵敏的光阴极，通道壁的表面和体内均为铅玻璃，光电转换效率很低。它的设计不是用来对可见光进行探测的。但实际使用时，为了降低本底，探测器仍需要作避光考虑。

(3)MCP使用中的注意点

①保持端面的清洁，不能用手触摸。

②避免撞击、挤压造成机械破损。

③避免真空不高情况下加高压，以免引起通道内孔放电。

④防止两端面间高压击穿造成绝缘破坏。

⑤防止MCP一次性直接曝露在强粒子束中。

(4)MCP的应用

MCP在核物理中的应用包括：

①作各种粒子计数用。由于没有窗和包装材料的吸收问题，在低能粒子探测中显出优越性。

②MCP由于包含上百万个座标位置完全确定的，相对独立的通道计数系统，因此它常被作为位置灵敏探测器。

③利用快上升时间特性，MCP也可用于作飞行时间谱仪的探头。

MCP在其它领域也有广泛应用，有兴趣的读者参见文献[22]。

2. 单通道电子倍增器(Channeltron)

单通道电子倍增器只包含一个电子倍增通道。典型的结构如图(4.29)所示。用铅玻璃作成空心管状，喇叭口型，通道可以笔直形如图4.29(a)；也可以螺线状图4.29(b)，以增加电子

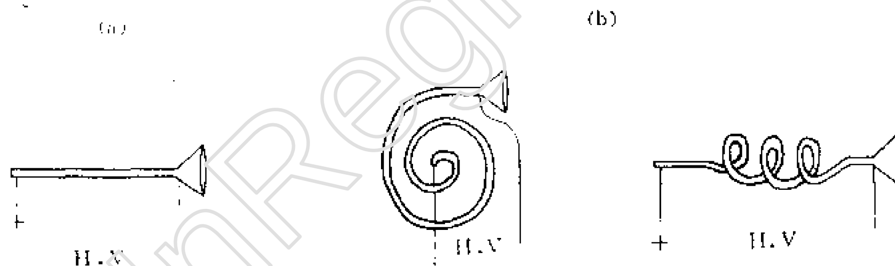


图4.29　单通道电子倍增器的外形结构

路径而获得足够的放大倍数。实际上，不同厂家生产的倍增器的形状和尺寸可以相差很大。

和MCP一样，它的光滑内壁构成连续分布的打拿极。当在两端加上上千伏的高压后，入射粒子在管壁打出的次级电子在内蕊中得到接连不断的倍增，最后在末端得到放大了的电子流脉冲。Channeltron的放大倍数为$10^6 \sim 10^8$。时间响应为ns级，几乎对所有的粒子都响应。其它性能同MCP差不多，这里不再赘述。

近年来开发了一种新型陶瓷材料作成的单通道电子倍增器。它的基本特点是暗计数本底特别小(≤1cph)，可在高温环境下工作，但价格特别昂贵。

第四节　闪烁计数器

前面已分别介绍了各种闪烁体以及光电倍增管的工作原理。在两者耦合以后，再配以电子学仪器，就成为闪烁计数器。闪烁计数器在核辐射探测中是应用较广泛的一种探测器，就其应用可以归结为四类：①能谱测量，②强度测量，③时间测量，④剂量测量。其中，剂量测量是强度和能量测量的结合。

下面我们就这些测量中所遇到的基本问题加以讨论：一是脉冲输出，二是时间分辨，三是能量分辨；并且讨论一个闪烁计数器应用中最典型的例子——NaI(Tl)闪烁谱仪，以进一步了解闪烁计数器的性质。至于上述4种测量中的某些细节问题，在以后各章节中会有详细叙述。

一、闪烁探测器的脉冲输出

从核辐射进入闪烁体始，到光电倍增管阳极负载上建立电压脉冲，一共经历五个过程，下面我们讨论每个过程对脉冲输出的贡献。

(1) 闪烁体中带电粒子或者γ射线产生的次级电子引起闪烁体的电离、激发。若入射粒子能量为E_0，则在闪烁体中损失的能量

$$E = E_0 A \tag{4.10}$$

A表示入射粒子能量留在闪烁体中的份额。

(2) 损失在闪烁体中的能量E使闪烁体发射光子。我们已经知道，由于发射的光子波长有一分布，发光效率是波长的函数。我们定义一个微分发光效率$C_{np}(\lambda)\mathrm{d}\lambda$，即闪烁产生的光子波长在$\lambda \sim \lambda + \mathrm{d}\lambda$之间的光子能量与$E$之比。显然，第二节中引入的总发光效率为

$$C_{np} = \int_0^\infty C_{np}(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{4.11}$$

同时，闪烁体发射光子的光谱形状$P_s(\lambda)$将由下式决定：

$$P_s(\lambda) = a\,\frac{C_{np}(\lambda)}{h\nu} = a\,\frac{\lambda C_{np}(\lambda)}{hc} \tag{4.12}$$

其中a为归一化常数。

于是闪烁体中产生的波长为$\lambda - \lambda + \mathrm{d}\lambda$之间的光子数为：

$$\mathrm{d}n_{ph} = E_0 A\,\frac{C_{np}(\lambda)\lambda}{hc}\mathrm{d}\lambda \tag{4.13}$$

发射总的光子数为上式积分

$$n_{ph} = \frac{E_0 A}{hc}\int_0^\infty \lambda C_{np}(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{4.14}$$

或者写成

$$n_{ph} = \frac{E_0 A C_{np}}{\overline{h\nu}} \tag{4.15}$$

其中$\overline{h\nu}$为对发射光谱平均后的光子能量。

$$\overline{h\nu}=\frac{\int_0^\infty (h\nu)P_s(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty P_s(\lambda)\mathrm{d}\lambda}=\frac{\int_0^\infty (h\nu)\frac{C_{np}(\lambda)}{h\nu}\mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty \frac{C_{np}(\lambda)}{h\nu}\mathrm{d}\lambda}=\frac{hcC_{np}}{\int_0^\infty \lambda C_{np}(\lambda)\mathrm{d}\lambda} \tag{4.16}$$

(3) 闪烁光子在到达光阴极之前，有三种可能使光子数损失：① 闪烁体壁的吸收；② 闪烁体对荧光光子的自吸收；③ 光导系统（包括耦合硅油）中的吸收及全反射损失。能够达到光阴极的光子数为 $F_{ph}\cdot n_{ph}$。其中，F_{ph} 为光子收集效率，一般仅 0.3 左右。或者说，波长在 $\lambda\sim\lambda+\mathrm{d}\lambda$ 之间到达光阴极的光子数为 $F_{ph}\mathrm{d}n_{ph}$。

(4) 光子到达光阴极，然后发射光电子，所产生的光电子数为：

$$\mathrm{d}n_{ek}=F_{ph}Q_k(\lambda)\mathrm{d}n_{ph}$$

$Q_k(\lambda)$ 为光阴极对波长为 λ 的光子的量子效率。利用(4.13)式得

$$\mathrm{d}n_{ek}=E_0AF_{ph}C_{np}(\lambda)Q_k(\lambda)\frac{\lambda\mathrm{d}\lambda}{hc}$$

考虑这些光电子到达第一打拿极仍有所损失，若收集效率为 g_c，(典型的数据 $g_c=0.9$)，则第一打拿极收集到的光电子数为：

$$\mathrm{d}n_e=g_c\mathrm{d}n_{ek}$$

第一打拿极在一次闪烁过程中所收集到的总光电子数等于上式对所有发射波长的积分：

$$n_e=\int_0^\infty \mathrm{d}n_e=E_0AF_{ph}g_c\int_0^\infty \frac{\lambda}{hc}C_{np}(\lambda)Q_k(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{4.17}$$

其中，积分项用以量度闪烁体发射光谱与光阴极量子效率之间的匹配程度。

NaI(Tl)、CsI(Tl) 和 BGO 的发光光谱与 S11 材料(Sb-Cs) 做成光阴极的光电倍增管之间的匹配情况见图 4.30。

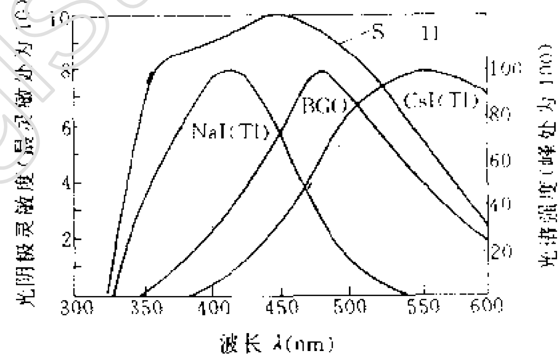


图 4.30　闪烁体与光电倍增管的光谱匹配

由此可以看出，覆盖或重叠部分越大，表示匹配越好，输出的光电子也越多，脉冲幅度就大。我们还将看到，随着 n_e 绝对数量的增大，使统计涨落减小，从而使闪烁探头的能量分辨率也有所改进。上式可以改写为

$$n_e=\frac{E_0AC_{np}F_{ph}g_c}{\overline{h\nu}}\cdot\frac{\int_0^\infty \lambda C_{np}(\lambda)Q_k(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty \lambda C_{np}(\lambda)\mathrm{d}\lambda} \tag{4.18}$$

显然积分比正好就是量子效率 $Q_k(\lambda)$ 对发射光谱的平均值 $\overline{Q}_k$，因此

$$n_e=\frac{E_0AC_{np}F_{ph}g_c}{\overline{h\nu}}\cdot\overline{Q}_k=n_{ph}F_{ph}g_c\overline{Q}_k=n_{ph}\overline{T} \tag{4.19}$$

其中，$\overline{T}=F_{ph}g_c\overline{Q}_k$ 为平均光电转换效率。即使对于确定的光电倍增管和固定的工作条件，T 也并不是一个常数，而是与闪烁地点、闪烁光子的能量、传播方向、反射条件、入射到光阴极上的

地点和方向、打出光电子的概率以及光电子到达第一打拿极的概率等等因素有关。

(5) 第一打拿极上收集到的光电子经光电倍增管放大 M 倍后，在阳极上所收集到的总电荷

$$q = n_k Me = n_{ph} F_{ph} g_c \overline{Q}_k Me = n_{ph} \overline{T} Me \tag{4.20}$$

其中 e 为电子电荷。事实上闪烁体发射的总光子数 n_{ph} 和光电倍增管放大倍数 M 都有涨落，故上式应写成

$$\overline{q} = \overline{n_{ph}}\,\overline{T}\,\overline{M}e \tag{4.21}$$

通过以上讨论，可以知道，为了提高脉冲输出幅度，在设计和使用闪烁探测器时，必须在每个环节中尽量增大对最后输出的贡献。这些环节是：增大闪烁体尺寸可以使 A 增加；选择发光效率 C_{np} 大的闪烁体；选择反射系数大的反射层以及性能良好的光导系统，可以提高光子收集效率 F_{ph}；调整光电倍增管前面几级的分压电阻，使静电聚焦系统获得尽可能大的收集效率 g_c；以及最后，选择能够与闪烁体匹配的光电倍增管，使 $\overline{Q}_k$ 尽可能大。这样一来，不仅能使闪烁探头具有较大的脉冲输出，并且还具有良好的能量分辨率。

二、闪烁探测器应用举例——NaI(Tl) 单晶 γ 谱仪

当核辐射的能量全部耗尽在闪烁体内时，即当 $A=1$ 时，探测器输出脉冲幅度与入射粒子能成正比，因此可以根据对脉冲幅度谱的分析来测定核粒子的能谱。目前，测量带电粒子(电子或重带电粒子) 能谱大都应用半导体探测器以及磁谱仪。在 γ 能谱测量领域，Ge 半导体探测器虽有它突出的优点，正逐渐被大家采用，但在工业、医学等应用领域中，以及在某些核物理实验中，闪烁谱仪，特别是 NaI(Tl) 单晶 γ 谱仪仍有相当广泛的用途。

1. NaI(Tl)单晶 γ 谱仪组成单元(参见图 4.1)

(1) *闪烁探头*。它包括 NaI(Tl) 晶体和光电倍增管。外壳一般用薄铝做成，分压器和射极跟随器也装在铝壳中。有时尚有倒相器，以使探头同时可有正、负二种极性脉冲输出。外壳要求对光密闭。在强磁场附近工作尚需要内衬坡莫合金作磁屏蔽，以防止外磁场漏入光电倍增管而影响输出脉冲幅度和分辨率。

(2) *高压电源*。供光电倍增管用的高压电源，一般要求在 200～2500V 之间可调，供给电流在 1mA 左右。高压稳定性 $\Delta V_H/V_H$ 应在 0.05% 左右。

(3) *线性放大器*。一般光电倍增管阳极负载上电压脉冲幅度为十毫伏至数百毫伏，故需经放大，以和脉冲幅度分析器的分析电压范围相匹配。一般分析器工作范围为 0.1V～10V，所以应适当地调节放大倍数，使脉冲幅度能充分利用这一工作区域，放大倍数过小或过大都是不利的。为了与 NaI(Tl) 的发光衰减时间相配合，放大器的上升时间应优于 0.1μs。另外要求放大器的线性良好，即输出和输入脉冲幅度能成正比地放大。

(4) *脉冲幅度分析器*。分为单道分析器和多道分析器。单道分析器是逐点改变甄别电压进行计数，测量既不方便，又费时。多道分析器则相当于数百个单道分析器同时对不同幅度的脉冲进行计数，因此一次测量可得到整个一条能谱曲线，既可靠方便，又省时。道宽的选择必须适当，过大会使谱畸变，分辨率变坏，能谱曲线上实验点过少；道宽过小则使每道的计数减少，统计涨落增大，或者使测量时间相应增加。若使用微机多道系统，则不仅可以测量 γ 谱，还可以方便地对谱进行分析和处理。

作为整套 NaI(Tl) 单晶能谱仪，在正式测谱前必须在加上工作电压后有一段“预热”时间，

才能稳定工作。预热时间至少半小时，在比较精确的测谱工作中，预热时间往往需要二小时以上。

2. 响应问题

下面介绍NaI(Tl)闪烁γ射线能谱仪对^{137}Cs的单能γ射线($E_\gamma = 0.662$MeV)的响应问题，即对测得的脉冲幅度谱的形状进行分析。

在第二章中介绍过，γ射线与物质相互作用时可能产生三种效应：光电效应、康普顿散射效应和电子对效应。这三种效应产生的次级电子在NaI(Tl)晶体中产生闪烁发光。由于单能γ射线所产生的这三种次级电子能量各不相同，甚至对康普顿效应是连续的，因此相应一种单能γ射线，闪烁探头输出的脉冲幅度谱也是连续的。

在γ射线与闪烁体发生光电效应时，γ射线产生的光电子动能给出为：

$$E_e = E_\gamma - B_i$$

其中，B_i为K、L、M等壳层中电子的结合能。

在γ射线能区，光电效应主要发生在K壳层。此时，K壳层留下的空穴将为外层电子所填补，跃迁时将放出X光子，其能量为E_X。这种X光子在闪烁晶体内很容易再产生一次新的光电效应，将能量又转移给光电子。因此闪烁体得到的能量将是两次光电效应产生的光电子能量和：

$$E = (E_\gamma - B_i) + E_X = E_\gamma$$

所以，由光电效应形成的脉冲幅度就直接代表了γ射线的能量。

在康普顿效应中，γ光子把部分能量传递给次给电子，而自身则被散射。反冲电子动能为

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0c^2}{E_\gamma(1-\cos\theta)}}$$

散射光子的散射角为θ；m_0c^2为电子静止能量(0.511MeV)。为方便起见上式可近似写成：

$$E_e \approx \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{2E_\gamma(1-\cos\theta)}} \tag{4.22}$$

散射光子能量也可近似写成：

$$E_{\gamma'} \approx \frac{E_\gamma}{1 + 2E_\gamma(1-\cos\theta)} \tag{4.23}$$

当$\theta = 180°$时，即光子向后散射，称为反散射光子。电子前冲，而且获得反冲最大，此时

$$E_{emax} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{4E_\gamma}} \tag{4.24}$$

$$E_{\gamma'}(\theta = 180°) = \frac{E_\gamma}{1 + 4E_\gamma} \tag{4.25}$$

当初始γ光子在NaI(Tl)晶体中，首次发生的效应是康普顿效应时，散射光子有两种可能性：或逃逸出晶体，或继续在晶体中产生次级效应(光电效应及康普顿效应)。若是逃逸出晶体，则留下的反冲电子形成能谱；若留在晶体中，则所有后次效应产生的光电子能量与首次康普顿效应产生的光电子能量之和正好等于原始γ射线能量，即和光电效应产生的脉冲幅度是一样的，相应于γ光子的全部能量。

3. 一个典型的 NaI(Tl)谱仪测到的 ^{137}Cs 源的 0.662MeV γ 能谱

图(4.31)上有三个峰和一个平台。最右边的峰A称为全能峰。这一脉冲幅度直接反映γ射线的能量。上面已分析过，这一峰中包含光电效应及多次效应的贡献。能量分辨率为 8%。

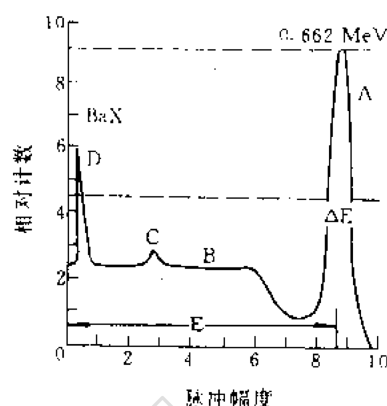


图 4.31 Na(Tl) 闪烁谱仪测得的 ^{137}Csγ 能谱

平台状曲线 B 就是康普顿散射效应的贡献，它的特征是散射光子逃逸后留下一个能量从 0 到 $E_\gamma/(1+1/4E_\gamma)$ 的连续的电子谱。

峰 C 是反散射峰。当γ射线射向闪烁体时，总有一部分γ射线没有被闪烁体吸收而逸出。当它与闪烁体周围的物质发生康普顿效应时，反散射光子返回闪烁体，通过光电效应被记录，这就构成反散射峰。当然，在放射源衬底材料中，以及探头的屏蔽材料中产生的反散射光子同样有可能对反散射峰作出贡献。从(4.25)式或表 2.1 都可看出，反散射光子能量总是在 200keV 左右，因此在能谱图上较易识别。

峰 D 是 X 射线峰，它是由 ^{137}Ba 的 K 层特征 X 射线贡献的。^{137}Cs 的 β 衰变子体 ^{137}Ba 的 0.662MeV 激发态，在放出内转换电子后，造成 K 空位，外层电子跃迁后产生此 X 光子。

4. γ 射线能量比较高的情况

此时γ和物质相互作用会出现电子对效应，这时能谱更加复杂。以 ^{24}Na 源为例，它放出两种能量γ射线，即 $E_\gamma=1.38$MeV 和 2.76MeV。图 4.32 是实验测得的能谱图。

图中最右边的峰为 2.76MeV 的γ射线在 NaI(Tl) 晶体产生的全能峰。能量为 $E_\gamma=2.76$MeV 的γ射线在 NaI(Tl) 晶体中主要产生电子对效应，这时正负电子对具有的总动能为

$$E_{e^+}+E_{e^-}=E_\gamma-2m_0c^2=E_\gamma-1.02\text{MeV}$$

它比 E_γ 少去一对正负电子的静止能量——1.02MeV。这一电子对动能消耗在 NaI(Tl) 中用于闪烁发光。另外，当正电子动能消耗殆尽时，它就与碘化钠晶体原子中的电子产生湮灭作用，转化为二个光子

$$e^+ + e^- \rightarrow 2h\nu$$

其中 $h\nu=0.511$MeV。这两个能量为 0.511MeV 的光子称为湮灭光子，它们在 NaI(Tl) 晶体中有三种可能趋向：

(1) 两个湮灭光子能量全部消耗在晶体中，它们的总能量 1.02MeV 加到上面讲的 $E_{e^+}+E_{e^-}$ 产生的闪烁过程中去。所以谱仪记录到的能量为 $(E_{e^+}+E_{e^-})+1.02\text{MeV}=E_\gamma=2.76$MeV，就是图 4.25 上的全能峰。

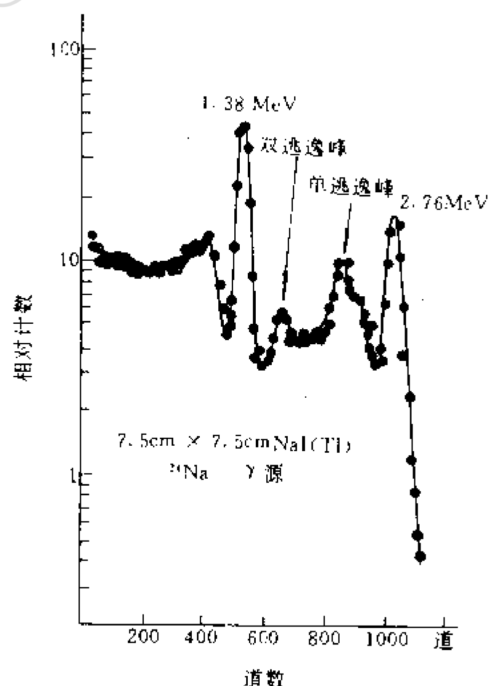


图 4.32 NaI(Tl) 闪烁谱仪测得的 ^{24}Na 源γ能谱

（2）两个湮灭光子中有一个逃逸出闪烁晶体，于是谱仪记录到的能量比全能峰少去0.51MeV，这就是图上的单逃逸峰。它对应的能量为

$$E_{e^+} + E_{e^-} + 0.51\text{MeV} = E_\gamma - 0.51\text{MeV} = 2.25\text{MeV}$$

（3）两个湮灭光子全部逃逸，对应的能量为

$$E_{e^+} + E_{e^-} = E_\gamma - 1.02\text{MeV} = 1.79\text{MeV}$$

相应于图上的双逃逸峰。

单能 γ 射线在探测器中形成这么复杂的能谱图象，给 γ 能峰的分析工作带来较大困难。可以设想，多能量的 γ 射线情况就会更加复杂。幸而全能峰与入射 γ 射线的能量对应关系比较简单，形状比较规则（一般是正态分布），所以它在 γ 射线的能谱分析工作中占有极重要的地位。

不过不利因素常常也可转变为有利因素。人们利用在能谱中不产生全能峰的其它过程——康普顿效应和湮灭光子逃逸过程，制造了康普顿谱仪和电子对谱仪，可使单能 γ 射线在能谱图上只产生单一的峰，给复杂能量的 γ 谱分析带来了方便。

三、时间特性

将闪烁探测器作为高强度放射性测量仪器，或者作为时间测量仪器，例如作短寿命测量以及用作飞行时间谱仪的探头时，时间特性是首先要考虑的问题。它由闪烁体、光电倍增管以及外电路等多方面因素所决定。

从核辐射进入闪烁体的时刻起，到光电倍增管阳极负载上脉冲输出，中间经历了一系列时间过程：

（1）核辐射使闪烁体原子、分子激发的时间。

（2）核辐射，或者由之引起的次级带电粒子在闪烁体中耗尽能量所需的时间：

$$t = \int_0^R \frac{\mathrm{d}x}{v(x)} \approx \frac{2R}{v_0}$$

其中 R 为带电粒子在闪烁体中的射程，v_0 为初始速度，$v(x)$ 是粒子经过距离 x 时的速度。

（3）闪烁体发光衰减时间。

（4）闪烁光子从发光地点到达光阴极所需的时间。

（5）光电子在光电倍增管中的渡越时间 τ（存在分散值 $\Delta\tau$）。

（6）电荷在阳极负载回路中建立脉冲电压的过程，其时间由电路的 R、L、C 决定。

由于上述这些过程，光电倍增管阳极脉冲不仅在时间上相对于核辐射进入闪烁体时刻有所延迟，而且波形也将展宽。而其中起主要作用的是闪烁体发光衰减时间、光电倍增管的渡越时间及其分散、外电路时间常数三个因素。

我们已经讨论过用 δ 函数光源照射光阴极时光电倍增管的阳极输出脉冲的情况。在极限情况下，即当光阴极上只发射一个光电子时，在阳极得到的、由倍增产生的大量电荷在时间上也有一个分布，其脉冲形状见图 4.33。阳极电流随时间的变化 $P(t)$ 称为

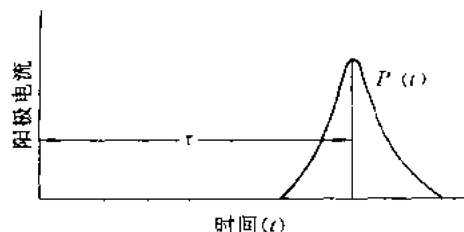


图 4.33 光电倍增管的单电子时间响应函数

光电倍增管单电子时间响应函数*，也即第一打拿极只接收到一个光电子时阳极电流脉冲的波形。$P(t)\mathrm{d}t$ 表示在 $t \sim t+\mathrm{d}t$ 时间间隔内到达阳极的电荷量。显然

$$\int_0^{\infty} P(t)\mathrm{d}t = g_c M e$$

图上还标出了渡越时间 τ。

如已指出，闪烁光子在时间上也并非同时放出的，而是随时间逐渐衰减的。设发光强度随时间变化为 $I(t)$，那么光电倍增管阳极电流随时间变化，也就是阳极电流脉冲波形将由下面一个卷积表达式决定：

$$i_a(t) = F_{ph}\overline{Q}_R\int_0^t P(t')I(t-t')\mathrm{d}t' \tag{4.26a}$$

此式表示 $i_a(t)$ 是 $I(t)$ 中 $0 \sim t$ 时间间隔内所有闪烁光子产生的单电子时间响应函数在时刻 t 时的叠加。$I(t)$ 及 $i_a(t)$ 的形状画于图 4.34 上。由图我们看到由于光电倍增管存在渡越时间 τ 和 $\Delta\tau$，使阳极电流脉冲在时间上不仅要比发光延迟，而且也要展宽。$\Delta\tau$ 对闪烁探测器的分辨时间起决定作用。

当闪烁发光的衰减服从纯指数规律，即满足(4.3)式，那么卷积方程(4.26a)可写成微分方程形式：

$$\tau_0\frac{\mathrm{d}i_a(t)}{\mathrm{d}t} + i_0(t) = F_{ph}\cdot\overline{Q}_R n_{ph} P(t) \tag{4.26b}$$

上式建立起阳极脉冲形状、发光衰减时间和单电子时间响应函数之间的关系，在用闪烁探测器作时间测量中颇多用处。当渡越时间分散 $\Delta\tau$ 比发光衰减时间 τ_0 小得多时，$i_a(t)$ 函数形状和 $I(t)$ 几乎一样，不过时间上有一个延迟而已。

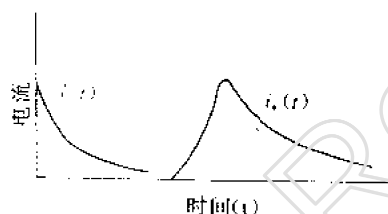


图 4.34　发光衰减曲线和由此产生的阳极电流脉冲

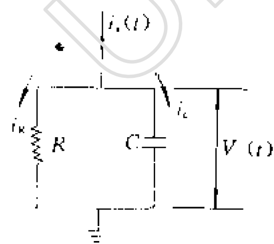
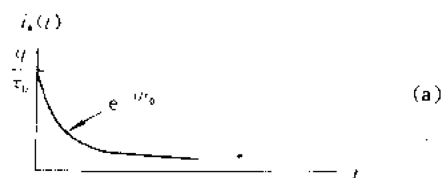
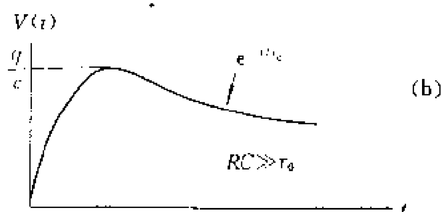


图 4.35　光电倍增管阳极负载电路





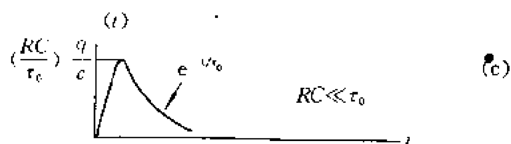


图 4.36　光电倍增管阳极输出电流和电压脉冲形状

* 有些不同作者把单电子引起的电流脉冲形状和单电子产生的脉冲振幅谱都称作单电子响应(SER)，例如文献[1]和[8]，这里为区分起见，我们把前者称为时间响应。

下面我们讨论光电倍增管输出的闪烁电压脉冲形状与外电路的关系。

为简单起见，我们假定 $\Delta\tau \ll \tau_0$ 的情况。这时伴随着一次闪烁事件，光电倍增管阳极负载上电压脉冲形状仅仅和闪烁体发光衰减时间以及外电路时间常数 RC 有关。

这里可以分成两种情况讨论：

(1) 当闪烁探头用作能谱测量，故以获得良好的能量分辨率为主要目的；或者作计数测量，但计数率不太高，则应选 $RC \gtrsim \tau_0$，或 $RC \gg \tau_0$。

(2) 当闪烁探头用作时间测量或者在高计数率情况下使用，则应选用 $RC \lesssim \tau_0$，或 $RC \ll \tau_0$。

阳极负载电路见图 4.35。设闪烁发光光子数变化服从纯指数衰减规律(4.3 式)。则阳极电流随时间变化为

$$i_a(t) = i(0)e^{-t/\tau_0}\ \frac{q}{\tau_0}e^{-t/\tau_0} \tag{4.27}$$

q 是一个阳极电流脉冲内所包含的总电荷量，它由(4.21) 式决定。$i_a(t)$ 的变化规律表于图 4.36(a) 上。

由图 4.35 得

$$i_a(t) = i_C + i_R = C\frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R} \tag{4.28}$$

由此方程解得阳极脉冲电压的形状为

$$V(t) = \frac{RC}{RC - \tau_0} \cdot \frac{q}{c}\left[e^{-t/RC} - e^{-t/\tau_0}\right] \tag{4.29}$$

在两种极限情况下：

① 当 $RC \gg \tau_0$，即阳极负载电路时间常数比发光衰减时间大得多的情况下，(4.29) 式变成

$$V(t) \simeq \frac{q}{C}(e^{-t/RC} - e^{-t/\tau_0}) \tag{4.30}$$

其上升、下降行为由下式决定：

$$Vt \simeq \begin{cases} \dfrac{q}{C}(1 - e^{-t/\tau_0}), t \ll RC \\ \dfrac{q}{C} \cdot e^{-t/RC}, t \gg RC \end{cases} \tag{4.31}$$

电压脉冲形状画于图 4.36(b) 上，振幅为 q/C，振幅虽大，但脉冲十分宽。

② 当 $RC \ll \tau_0$ 时，(4.29) 式变成

$$V(t) \simeq \left(\frac{RC}{\tau_0}\right)\frac{q}{C}(e^{-t/\tau_0} - e^{-t/RC}) \tag{4.32}$$

其上升、下降行为由下式决定：

$$V(t) \cong \begin{cases} \left(\dfrac{RC}{\tau_0}\right)\dfrac{q}{C}(1 - e^{-t/RC}), t \ll \tau_0 \\ \left(\dfrac{RC}{\tau_0}\right)\dfrac{q}{C}e^{-t/\tau_0}, t \gg \tau_0 \end{cases} \tag{4.33}$$

电压脉冲形状画于图 4.36(c) 上，振幅等于$(RC/\tau_0)(q/C)$，脉冲虽十分窄，但振幅比第一种情况小得多。

由上面讨论可知，作为闪烁探头的组成部分：闪烁体、光电倍增管以及负载电阻、电容在时间特性上要根据应用目的而互相匹配好。为了提高分辨时间，既要求闪烁体的发光衰减时间短，光电倍增管的时间响应快，也必须选择小的负载电路时间常数。目前较好的闪烁探头分辨时间可优于零点几毫微秒，是核辐射探测器分辨时间最快的一种。所以闪烁探测器在短寿命测量、中子飞行时间测量和其它快符合测量中有很广泛的应用(参见后面各章)。

四、能量分辨率

我们以 NaI(Tl) 闪烁谱仪为例子来讨论。γ 谱仪的质量优劣最重要的指标是对 γ 的全能峰的分辨率 η，由图 4.31 可得

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V_p}{V_p} = \frac{\text{FWHM}}{\text{峰处道址}} \tag{4.34}$$

由于全能峰上计数随道数(脉冲振幅 V_p 或能量 E) 的变化近似服从正态分布，即

$$N = N_0 e^{-\frac{(V_p - \overline{V}_p)^2}{2\sigma}} \tag{4.35}$$

N_0 为相应 $V_p = \overline{V}_p$(峰处) 时的计数，σ 为服从正态分布的脉冲振幅的绝对标准偏差，并且有关系式

$$\eta = 2.36\left(\frac{\sigma}{\overline{V}_p}\right) \tag{4.36}$$

或者分辨率平方

$$\eta^2 = 5.56\left(\frac{\sigma}{\overline{V}_p}\right)^2 \tag{4.37}$$

我们已经知道 $\overline{V}_p = q/C$(由 4.30 式)，由(4.21) 式可知

$$\overline{V}_p = \frac{e}{C}(\overline{n}_{ph}\overline{T}\overline{M}) \tag{4.38}$$

布列顿伯格(E. Breitenberger) 根据级联事件的统计理论算出[10](参见第一章有关内容)，闪烁探头输出脉冲振幅分布的相对方差由下式决定：

$$\left(\frac{\sigma}{\overline{V}_p}\right)^2 = \frac{1+\left(\frac{\sigma_M}{\overline{M}}\right)^2}{\overline{n}_{ph}\overline{T}} + \left(\frac{\sigma_T}{\overline{T}}\right)^2 + \left[1+\left(\frac{\sigma_T}{\overline{T}}\right)^2\right]\left[\left(\frac{\sigma_{ph}}{\overline{n}_{ph}}\right)^2 - \frac{1}{\overline{n}_{ph}}\right]^* \tag{4.39}$$

其中 σ_M 和 σ_{ph} 分别为光电倍增管放大倍数 M 和闪烁光子数 n_{ph} 由统计涨落引起的绝对偏差，σ_T 为光电转换效率 T 的绝对偏差。

我们先暂时不考虑 σ_M、σ_T 和第三项的贡献，则(4.39) 式

$$\left(\frac{\sigma}{\overline{V}_p}\right)^2 = \frac{1}{\overline{n}_{ph}\overline{T}} = \frac{1}{\overline{n}_e} \to \left(\frac{\sigma_e}{\overline{n}_e}\right)^2 \tag{4.40}$$

它正好是光电倍增管第一打拿极上收集到光电子数 n_e 的相对方差。相应所引起的能量分辨率贡献可写成

---

* 符号上我们未采用原著符号，为使内容连贯使用本书统一符号。

$$\eta_e = 2.36\left(\frac{\sigma_e}{\bar{n}_e}\right) = 2.36\frac{1}{\sqrt{\bar{n}_e}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}_{ph}Y_{ph}}} = 2.36\sqrt{\frac{w_s}{E}} \tag{4.41}$$

其中 $w_s = E/\bar{n}_e = E\bar{n}_{ph}\bar{T} = 1/Y_{ph}\bar{T}$，它的物理意义为：核辐射进入闪烁探头后，第一打拿极上每接收到一个光电子所消耗核辐射的能量。例如，NaI(Tl) 配以双碱光阴极的光电倍增管组成的闪烁 γ 谱仪探头，对 β 和 γ，$w_s \approx 300\text{eV}$。这一物理量完全可以和气体探测器中的电离能 w 以及下一章半导体探测器中平均电离能 w 相类比，可用以估计探测器分辨率的基本分量。对于^{137}Cs-0.662MeVγ，由(4.41) 式估计 $\eta_e \approx 5\%$ 左右。

现在考虑(4.39) 式中光电倍增管 M 涨落的贡献，由第一章知

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 = \frac{\delta}{\delta_1}\cdot\frac{1}{\delta-1}$$

若第一打拿极二次发射系数 δ_1 和后面各级二次发射系数相同，上式就等于 $1/(\delta-1)$。于是(4.39) 式第一项对能量分辨率的贡献为

$$\eta_{eM}^2 = \frac{5.56}{n_{ph}T}\left(1+\frac{\delta}{\delta_1}\frac{1}{\delta-1}\right)$$
$$= \frac{5.56}{n_{ph}F_{ph}g_c\bar{Q}_k}\left(1+\frac{\delta}{\delta_1}\frac{1}{\delta-1}\right) \tag{4.42}$$

这就是早期给出闪烁探测器能量分辨率的莫尔登(G. Morton) 公式。

(4.39) 式第二项贡献 $\eta_T^2 = 5.56(\sigma_T/\bar{T})^2$，与之有关的各项因素已在前面讨论过。提高转换效率中各项因子会有助于改善能量分辨率。典型的 η_T 为 4% 左右。第三项产生的能量展宽 η_I 与闪烁体发光效率 C_{np} 对能量关系的非线性有关，对^{137}Cs－0.662MeVγ 约为 4%。

实用上，人们将闪烁探头总的分辨率近似写成以下形式：

$$\eta = \sqrt{\eta_{eM}^2 + \eta_T^2 + \eta_I^2} \tag{4.43}$$

例如，若假定光电倍增管第一打拿极和以后各级二次电子发射系数分别为 $\delta_1 = 10, \delta_2 = 5$，那么对 0.662MeV$\gamma$ 算得的典型数据 $\eta \approx 7.8\%$。

最后我们讨论 NaI(Tl) 探头能量分辨率与 γ 能量 E 的关系。由(4.41) 式已经可看出 $\eta_{eM} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$，即随着 γ 能量增加，分辨率越来越好，两边取对数得

$$\ln\eta_{eM} = -\frac{1}{2}\ln E_\gamma + 常数 \tag{4.44}$$

实验上发现总分辨率对数 $\ln\eta$ 和 $\ln E_\gamma$ 仍保持线性关系。用各种能量的 γ 源对 NaI(Tl) 测定能量分辨率(当然是对确定尺寸的闪烁体和确定的光电倍增管)，得到的结果见图 4.37。

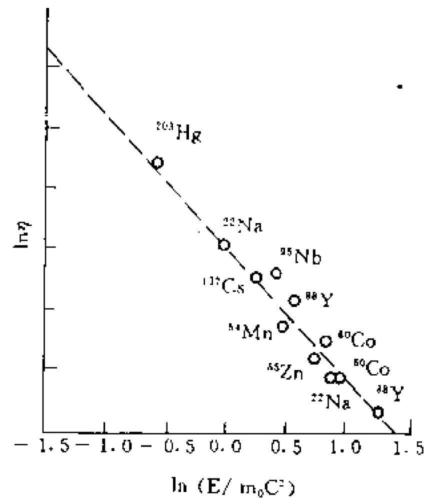


图 4.37 NaI(Tl) 闪烁 γ 谱仪的分辨率和能量关系

我们已经知道用^{137}Cs——0.662MeV-γ 的全能峰处的半高宽(FWHM) 除以峰位道数来表征 NaI(Tl) 闪烁探头的分辨率。例如国产 GDB44F 配 NaI(Tl) (ST101) 的分辨率为 7.8%，Philips 公司

的 XP-2012 双碱光电倍增管和 NaI(Tl) 组合得到的分辨率为 7.2%。但有时也可用^{60}Co γ 谱上峰与谷处的计数比 —— 峰谷比来表征分辨率，或者用^{57}Co 的 122keV-γ 和^{55}Fe 的 5.9keV-γ 峰的半高宽来表示对低能 γ 和 X 射线的能量分辨率。表 4.7 为 EMI 公司给出的各种分辨率表示方法之间的对应关系。

表 4.7　光电倍增管和 NaI(Tl)组合的典型分辨率

光电倍增管直径(mm)	晶体尺寸(mm)	^{55}Fe(%)	^{57}Co(%)	^{137}Cs(%)	^{60}Co 峰谷比
30	φ25×25	55		8.5	3 : 1
50	φ44×44	45	11.2	7.3	10.5 : 1
50	φ44×44	50		7.5	6.5 : 1
75	φ69×69		11.2	7.3	10 : 1
90	φ75×75				8.5 : 1
110	φ100×100			8.0	3.1 : 1

习　题

1. 试计算^{24}Na-2.76MeV γ 在 NaI(Tl)单晶 γ 谱仪测到的能谱图上，康普顿边缘与单光子逃逸峰之间的相对位置。

2. 试详细解析上题 γ 射线在闪烁体中可产生哪些次级过程（一直把 γ 能量分解到全部成为电子的动能）。

3. 结合第一章学过的知识，试定性分析：用一块塑料闪烁体配以光电倍增管组成的探头，测量到的 0.662MeV γ 谱形状和 NaI(Tl)测到的有何不同？

4. 当 NaI(Tl)晶体几何尺寸趋向无限大时，单能 γ 射线的脉冲振幅谱中全能峰和康普顿平台之间的比例将有什么变化？

5. 闪烁晶体和光电倍增管之间的光学耦合剂为什么不宜用水？

6. 光电倍增管光阴极灵敏度另一种定义方法为：

$$S(\lambda) = \frac{Q_k(\lambda)}{h\nu} = \frac{1}{hc}Q_k(\lambda)\lambda$$

即入射到光阴极上单位光能产生的光电子数。试证明 S(λ)以光电子数/电子伏作为单位与微安培/微瓦特(μA/μW)作单位是相等的。

7. 如假定 GDB52L 光电倍增管 $g_c=0.9$，试根据表 4.5 计算在工作电压取 1400V 时光阴极的热电子发射率。

8. 试解释对 0.662MeV γ NaI(Tl)探头能量分辨率优于 BGO 的原因。两者对 γ 的探测效率相差很大，为什么？

9. 用一片薄的 ZnS(Ag)闪烁体探测^{210}Po-α 粒子，并用人眼来直接观察闪烁发光。假定人眼在暗室里只能看到至少包含 10 只光子的闪光，已知人的瞳孔直径为 3mm，问人眼离闪烁体距离多少才能看到 α 引起的闪光？

10. 用一台 NaI(Tl) 探测器测量^{137}Cs-0.662MeV γ 谱。若已知光收集效率 $F_{ph}=0.35$，光电子收集效率 $g_c \sim 1$，量子效率 $\overline{Q}_k=0.22$，光电倍增管第一打拿极 $\delta_1=25$，后面各级 $\delta=6$。并认为 $\eta_l=\eta_T=4\%$，试计算探头的能量分辨率。

参 考 文 献

[1]　J. B. Birks The Theory and Practice of Scintillation Counting. Pergamon Press. 1964.

[2] Luke C. L. Yuan & C. S. Wu, Methods of Experimental Physics, Vol. 5, Nuclear Physics, Academic Press Inc. New York, 1963.

[3] K. Seigbahn (ed.) Alpha-Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy. Vol. 1. Chapter V. North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965.

[4] C. E. 克劳塞梅尔原著,高物伍实译,应用γ射线能谱学,原子能出版社,1977年.

[5] R. L. Heath, Scintillation Spectrometry USAEC Report. TID-4500 (31 ed.) (1963).

[6] 汲长松编著,核辐射探测器及其实验技术手册,原子能出版社 1990.

[7] Donald L. Horrocks & C. T. Peng, Organic Scintillation and Liquid scintillation Counting. Academic Press Inc. New York, 1971.

[8] THORN EMI, Photomultipliers, 1979 and 1982.

[9] N. Hannay, Semiconductor, 1959.

[10] E. Breitenberger, Progress in Nuclear Physics. 4, 56 (1955).

[11] G. Eichholz & W. Poston, Principles of Nuclear Radiation Detection, Ann Arbor Science Publishers, Inc., 1979.

[12] Glenn F. Knoll. Radiation Detection and Measurement. John Wiley & Sons, Inc., 1979.

[13] O. H. Nestor. C. Y. Huang. IEEE Trans Nucl. Sci. NS-22. No. 1. 68 (1975).

[14] C. C. Lo, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-29. No. 1. 184 (1982).

[15] J. V. Vallerga, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Ns-29. No. 1. 151 (1982).

[16] 陆福全,汤家镛等.《核仪器与方法》,第3卷,1.107 (1983).

[17] 何崇藩,罗昌渠等.《医疗器械》,57.29 (1981).

[18] M. Mohsen, Nucl. Instru, Meth.. 212, 241 (1983).

[19] A. Г. 别尔可夫斯基等著. 徐正卜,陈成杰译. 真空光电器件,原子能出版社,1980年.

[20] M. I. Shii and M. Kobayash; Single Crystals for Radiation Detectors, KEK preprint 92-10, April 1992, H

[21] J. Fricke et. al., NIM., 175, 379 (1980)

[22] J. L. Wiza, NIM., 162, 587 (1979)

[23] P. Schagen, Advances in Image Pick-up and Display, Vol. 1, P. 1, Academic Press., N. Y., (1974)

第五章　半导体探测器

自从 60 年代有商品生产的半导体探测器以后，这种探测器得到了迅速的发展。它的工作原理类似于气体电离室，而探测介质是半导体材料。它的主要优点是：

(1)电离辐射在半导体介质中产生一对电子、空穴对平均所需能量大约为在气体中产生一对离子对所需能量的十分之一，即同样能量的带电粒子在半导体中产生的离子对数要比在气体中产生的约多一个量级，因而电荷数的相对统计涨落也就小得多，所以半导体探测器的能量分辨率很高。

(2)带电粒子在半导体中形成的电离密度要比在一个大气压的气体中形成的高，大约为三个量级，所以当测高能电子或 γ 射线时半导体探测器的尺寸要比气体探测器小得多，因而可以制成高空间分辨和快时间响应的探测器。

(3)测量电离辐射的能量时，线性范围宽。

半导体探测器的主要缺点是：

(1)对辐射损伤较灵敏，受强辐照后性能变差。

(2)常用的锗探测器，需要在低温(液氮)条件下工作，甚至要求在低温下保存，使用不便。

半导体探测器广泛地应用于各个领域的射线能谱测量。近年来又受到高能物理工作者的重视，在高位置分辨的粒子径迹探测器方面有了突破性的进展。

本章主要讨论最常用的硅和锗半导体探测器的基本原理和工作特性，并介绍一些半导体探测器的发展状况。关于半导体的基本性质，有大量的教科书和专著可供参考[1~2]，这里不再重复。

第一节　半导体探测器的基本原理

首先让我们回顾一下气体电离室探测带电粒子的过程。当电离室的两个极板上加上电压以后，在两极之间形成电场，由于气体不导电，这时没有电流产生。当带电粒子穿过电离室的灵敏体积时，在气体中产生离子对，在电场的作用下，这些离子对在复合以前，迅速地向两极漂移，漂移过程中，在电离室的输出回路中形成感应信号，记录这些信号就可以探测带电粒子。可见，电离室能成为一个探测器应满足三个条件：①没有射线穿过灵敏体积时，不产生信号或信号可忽略；②带电粒子穿过灵敏体积时，在其中产生离子对；③在电场作用下，离子在漂向两极的过程中没有有明显的损失，在输出回路中形成的信号能代表原初产生的离子对数。半导体探测器的探测原理与电离室类似，但探测介质是半导体。那末，是否只要用一块半导体材料代替气体就行了呢？答案是否定的。原因是这不满足上面提到的要求。

目前纯度最高的硅的电阻率大约为 $10^5\Omega$cm，如果将厚度为 1mm 的这种硅片切成面积为 1cm^2 并装上欧姆接触，当加上 100V 的电压时，则有 0.01A 的电流流过，显然，这么大的漏电流将会把待测信号全部湮没。一个好的探测器的漏电流应在～10^{-9}A。为降低通过半导体的漏电流，引出信号不能用简单的欧姆接触，而要用非注入电极。当使用非注入电极时，被外加电压

移走的载流子不再注入到另一个电极，从而使半导体内的载流子总浓度下降，使漏电流大大降低。最合适的非注入电极就是半导体的 PN 结的两个面。从 PN 结的 P 面很难注入电子，因为电子是少数载流子，同样，从 N 面很难注入空穴。PN 结区内的载流子浓度很低，又称耗尽区。实用的硅探测器的耗尽区内的剩余载流子浓度低到每立方厘米只有～100 个，因而电阻非常高。由于 PN 结内电阻很高，加上反向电压后，电压几乎完全降落在结区，在结区形成一个足够强的电场，而几乎没有漏电流流过。当带电粒子射入结区后，通过与半导体材料相互作用，很快地损失掉能量，带电粒子所损失的能量将使电子由满带跳到空带上去，于是在空带中有了电子，在满带中留下了空穴，也就是形成了可以导电的电子-空穴对。在电场作用下，电子和空穴分别向两极漂移，于是在输出回路中形成信号。

如果半导体材料中载流子的俘获中心和复合中心足够少，也就是载流子的平均寿命比载流子的收集时间长（一般收集时间为 10^{-7} 到 10^{-8}s，因此载流子的平均寿命大约在 10^{-5}s 就足够了），则辐射形成的载流子基本上能全部被收集，这时输出信号的幅度与带电粒子在结区消耗的能量成正比。如果带电粒子的全部能量均消耗在结区，则通过测量脉冲信号的幅度，就可以测定带电粒子的能量。

可见一个半导体的 PN 结能满足前面提到的三个条件，因而可以构成核辐射探测器。可以说 PN 结是半导体探测器的基础，后来又发展了多种形式的半导体探测器。

一个 PN 结不是简单地将一块 P 型半导体和一块 N 型半导体靠在一起，而是需要一些特殊的技术。形成半导体探测器的 PN 结的方法，目前常用的有两种：

（1）离子注入　用被加速器加速的离子束轰击半导体表面，使半导体表面掺入杂质。例如，用磷或硼离子束可以形成重掺杂的 N^+ 或 P^+ 层*，从而可以形成 PN 结。

（2）表面位垒　这些结是在半导体与某些金属之间形成的，通常是 N 型半导体与金，或 P 型半导体与铝之间形成。由于两种材料中费米能级的差别，当它们紧密接触时会产生接触电位差。在半导体中形成能带的变化，这种情况类似于 PN 结，它具有许多 PN 结的性质。用这种方法制成的探测器称为面垒型探测器，是应用十分广泛的一种半导体探测器。

最早的半导体探测器是用扩散法形成 PN 结，由于它的性能较差，现在已很少用了。

第二节　PN 结的性质

要了解半导体探测器的性能由那些因素决定，首先应了解 PN 结的性质。

为了简化讨论，通常把 PN 结看成是："突变结"，即在 N 区含有均匀分布的施主杂质，浓度为 N_d，在 P 区含有均匀分布的受主杂质，浓度为 N_a，从 P 区到 N 区的交界面处杂质浓度由 N_a 突然变为 N_d。在介面附近的区域内，当载流子的扩散运动和漂移运动达到动平衡时，形成一个由杂质离子组成的"空间电荷区"，即耗尽区，也就是结区，如图 5.1a 所示，在结区空间电荷密度为：

$$\left.\begin{aligned} \sigma(x) &= N_d e \qquad \text{当 } 0 < x < d_1 \\ \sigma(x) &= -N_a e \qquad \text{当 } -d_2 < x < 0 \end{aligned}\right\} \tag{5.1}$$

$x=0$ 处为 P 区和 N 区的分界面。e 是电子的电荷，d_1，d_2 分别为 N 区和 P 区内电荷区的宽度。

---

* 为区别于一般掺杂加了上脚标"+"。

由于总电荷应为零，故有：

$$d_1N_d = -d_2N_a \tag{5.2}$$

下面分别讨论结区的几个性质。

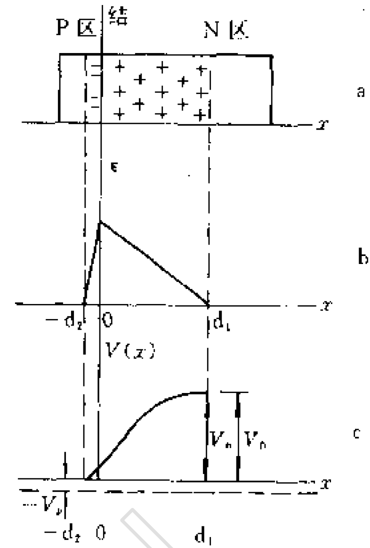


图 5.1　PN 结的特性

一、结区的电场分布

空间电荷区的电位分布 $V(x)$，应满足泊松方程：

$$\frac{\mathrm{d}^2V(x)}{\mathrm{d}x^2} = -\frac{\sigma(x)}{\epsilon} \tag{5.3}$$

其中 ϵ 是介电常数，考虑到边界条件：当 $x = d_1$ 和 $x = -d_2$ 时电场强度 $\epsilon = 0$，以及电场在分界面的连续性，对(5.3)式积分可得两区的电场分布：

$$E(x) = \left|-\frac{dV(x)}{dx}\right| = \frac{eN_d}{\epsilon}(d_1 - x) \qquad \text{当 } x > 0 \tag{5.4a}$$

$$E(x) = \left|-\frac{dV(x)}{dx}\right| = \frac{eN_a}{\epsilon}(x + d_2) \qquad \text{当 } x < 0 \tag{5.4b}$$

由(5.4a)和(5.4b)式可见，结区内的电场是不均匀的，当 $x = 0$ 时电场最强，$x = d_1$ 和 $x = -d_2$ 时，$E(x) = 0$，电场方向均为从 N 区指向 P 区。图 5.1b 给出了结区内电场强度分布的情况。

二、结区的宽度

结区内电位 $V(x)$ 随 x 的变化情况如图 5.1c 所示。通常半导体探测器的结区中，一种区域的掺杂比另一种区域重得多，例如 $N_a \gg N_d$，这时 $d_2 \ll d_1$，结区的宽度 $d = d_1 + d_2 \approx d_1$。对(5.4a)式积分可以得到势垒高度：

$$V_0 \simeq \frac{eN_d d_1^2}{2\epsilon} \tag{5.5}$$

结区的宽度

$$d_n = \left(\frac{2\epsilon v_0}{\sigma_d}\right)^{1/2} = \left(\frac{2\epsilon V_0}{eN_d}\right)^{1/2} \tag{5.6a}$$

(5.6a)式代表以 N 型硅为基体的半导体探测器的结区宽度。金硅面垒半导体探测器就属于这一种。以 P 型硅为基体的半导体探测器的结区宽度

$$d_p = \left(\frac{2\epsilon V_0}{eN_a}\right)^{1/2} \tag{5.6b}$$

半导体材料的电阻率

$$\rho = \frac{1}{e(n\mu_n + p\mu_p)} \tag{5.7}$$

式中 n、p 分别代表电子和空穴的浓度 μ_n、μ_p 分别代表电子和空穴的迁移率，e 是电子的电荷。

在室温条件下，硅或锗材料中的施主或受主原子都是“离化”的，也就是说在 N 型材料中

$n \approx N_d$，在 P 型材料中 $p \approx N_a$。在 N 型半导体中 $n \gg p$，其电阻率为

$$\rho_n \simeq \frac{1}{en\mu_n} = \frac{1}{eN_d\mu_n} \tag{5.8a}$$

在 P 型半导体中 $p \gg n$，其电阻率为

$$\rho_p \simeq \frac{1}{ep\mu p} = \frac{1}{eN_a\mu_p} \tag{5.8b}$$

利用(5.6)和(5.8)各式，对 N 型材料可得：

$$d_n = (2\varepsilon\rho_n\mu_n V_0)^{1/2} \tag{5.9a}$$

对 P 型材料可得：

$$d_p = (2\varepsilon\rho_p\mu_p V_0)^{1/2} \tag{5.9b}$$

对 Si 的相对介电常数 $\varepsilon_r = 12$，对 Ge，$\varepsilon_r = 16$，$\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$，$\varepsilon_0$ 为真空中的介电常数，$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$F/m，室温条件下 Si 的 $\mu_n = 1350\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$，$\mu_p = 480\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$，代入(5.9a)和(5.9b)可得：

$$d_1 \simeq 0.5 \quad (\rho_n V_0)^{1/2} \quad \mu\text{m} \tag{5.10a}$$

$$d_2 \simeq 0.3 \quad (\rho_p V_0)^{1/2} \quad \mu\text{m} \tag{5.10b}$$

式中电阻率的单位为 $\Omega\cdot$cm，V_0 的单位为 V。对高阻 N 型 Si，$\rho_n \simeq 20000\Omega$cm，$V_0 = 1$V，则 $d_1 \simeq 70\mu$m，可见灵敏区的厚度是很小的。

三、PN 结的反向偏压

上面讨论的是未加外加电压的情况，这种 PN 结能起探测器的作用，但性能很差。这种只有大约 1V 的接触电位差形成的电场强度很弱，电荷很容易因俘获和复合损失掉，致使电荷收集不全；由于结区很薄，远小于一般带电粒子在其中的射程，所以无法测量能量；下面会看到由于结区很薄使得结电容很大，因而造成探测器的噪声特性很差。所以未加偏压的 PN 结不能成为实用的探测器。一个实用的探测器需要加上"反向"偏压，即 P 边的电压为负，N 边为正，这时 PN 结的传导电流很小，相当于 PN 结二极管加反向电压的情况。当加上反向偏压后，P 区中的空穴从结区被吸引到接触点，类似，N 区中的电子也向结区外移动，结果使结区宽度变宽。随着外加偏压的增加，结区的宽度也增加。能加的最高偏压受到半导体的电阻的限制，太高时则会将结区破坏。当加上外加偏压 V_B 后，(5.9)和(5.10)各式中的 V_0 应用 $V_0 + V_B$ 代替，一般 $V_B \gg V_0$，所以可用 V_B 代替 V_0。由于电子的迁移率比空穴高，所以当 V_B 相同时，N 型材料的结区宽度要更宽一些。如果 $\rho_n = 20000\Omega$cm $V_B = 300$V 则 $d_1 \simeq 1.2$mm。如果使用目前纯度最高的硅，其 $\rho_n = 10^5\Omega$cm，当 $V_B = 300$V 时，$d_1 = 5.5$mm。

四、PN 结的电容

当外加偏压变化时，结区的宽度也随之变化，从而结区内的电荷量也要发生变化。这种电荷随外加电压的变化反映了结区具有一定的电容。结电容

$$C_d = \frac{dQ}{dV}$$

考虑以 N 型硅为基体的情况，设结区的面积为 A，宽度为 d_n 则结区内一种符号的空间电荷为：

$$Q = Ad_n\sigma_d = Ad_n eN_d$$

利用(5.6a)可得

$$Q = A\left(\frac{2\varepsilon V_B}{eN_d}\right)^{1/2} eN_d = A(2\varepsilon eN_d V_B)^{1/2}$$

$$C_d = \frac{dQ}{dV} = \varepsilon \frac{A}{dn} \tag{5.11}$$

利用(5.10a)和(5.10b)对硅探测器，当 $A = 1\text{mm}^2$ 时，可得：

$$C_d' = 2.1(\rho_n V_B)^{-1/2} \quad \text{pf/mm}^2 \quad (\text{N 型})$$

$$C_d'' = 3.5(\rho_p V_B)^{-1/2} \quad \text{pf/mm}^2 \quad (\text{P 型})$$

可见半导体材料的电阻率越高，反向电压越高，结电容也就越小。

五、PN 结的漏电流

PN 结的漏电流直接决定着探测器的噪声水平，其来源有三：

1. 结区内部产生的体电流

由于热激发在结区可能产生一些电子空穴对，这些电子空穴对一产生就在外加电场的作用下被扫向两极，形成体电流。电子空穴对不断地产生，又不断地被收集，在一定的温度下，保持平衡。理论计算得出，结区内单位面积的体电流

$$i_b = \frac{en_i}{2\tau} d \tag{5.12}$$

其中 n_i 是本征载流子浓度，τ 是少数载流子寿命，d 是结区的宽度。在硅中 $n_i = 1.5 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$，若为 N 型硅则

$$i_b = 6 \times 10^{-14}(\rho_n V_B)^{1/2}/\tau \tag{5.13}$$

例如当 $\rho_n = 1000\Omega\text{cm}, V_B = 250\text{V}, \tau = 100\mu\text{s}$ 时

$$i_b = 0.3\mu\text{A/cm}^2$$

从(5.13)式可见，选用电阻率高的材料和增大反向偏压会使体电流增加。

n_i 随温度的升高成指数关系增加，所以降低温度对改善半导体探测器的性能是很有效的。另外要求半导体材料的少数载流子的寿命不能太短，对制造金硅面垒探测器的硅材料来说一般要求 $\tau \geqslant 100\mu\text{s}$。

2. 表面漏电流

表面漏电流是漏电流最主要的来源。它的产生与许多因素有关，例如表面的化学状态；是否被污染；安装工艺等。

3. 少数载流子扩散电流

加上反向电压后，在结区有一个从 N 区指向 P 区的电场。一旦 P 区的电子或 N 区的空穴，即少数载流子扩散到结区，就会立即被结区的电场扫走，构成一部分反向电流，称为扩散电流，这种电流比其他两种电流要小得多。

实际上测到的反向电流是以上三种成分的叠加。测量了反向电流的数值及其随外加电压的变化，就可以大体上估计探测器的质量。当反向电压为 100V 时，一个能用的金硅面垒探测器的反向漏电流不得超过几微安。性能好的金硅面垒探测器只有零点几微安或更小。

第三节　金硅面垒半导体探测器

金硅面垒探测器是最常用的一种半导体探测器。它主要用于测量带电粒子的能谱。其能量分辨率仅次于磁谱仪，比屏栅电离室和闪烁谱仪都要高，而设备比磁谱仪要简单得多，使用也方便得多。其缺点是灵敏体积不能做得很大，因而限制了大面积放射源的使用。金硅面垒探测器的时间响应速度与闪烁探测器差不多，所以可用来作定时探测器。它的本底很低，适于作低本底测量。

一、金硅面垒谱仪装置

金硅面垒谱仪装置的方框图如图 5.2 所示。其中甄别放大器的作用是，当多道脉冲幅度分析器的道数不够时，利用它切割、展宽能谱的某一部分，使得待测的能量举落入多道分析器的适当范围内，以利于脉冲幅度的精确分析。当要提高谱仪的能量分辨率时，探头应放在真空室和低温容器冲。

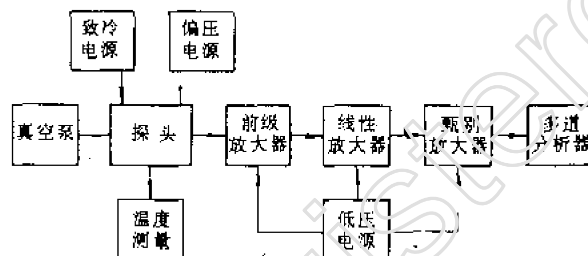


图 5.2　谱仪系统方框图

在第三章中讲脉冲电离室时曾给出输出回路，对半导体探测器也可以画出类似的输出回路。但有一点必须强调，在半导体探测器中由于结区电容与外加电压有点，而外加电压又往往需要根据测量对象进行调节。例如测带电粒子能谱时灵敏区的厚变必须大于带电粒子在其中的射程，这就对反向偏压的下限提出了要求。而偏压过高又会使探测器的噪声增大，可见对一定能量范围的能谱测量有一个最佳偏压范围。所以探测器的偏压经常需要调节。一定能量的带电粒子形成的电荷是一定的，而在输出回路中形成电压幅度还与等效电容有关。为此，半导体探测器中的前置放大器不能用电压型的而要用电荷灵敏放大器。电荷灵敏放大器的特点是输入电容极大，即探测器的结电容和杂散电荷相对它来说可以忽略。这样从电荷灵敏放大器输出的信号幅度只与在灵敏区内产生的总电荷成正比而与探测器所加的偏压无关。

二、能量分辨率

金硅面垒半导体探测器主要用于测量 α 粒子和质子的能量，测量的精度取决于谱仪的能量分辨率和线性。影响能量分辨率的因素主要有以下几方面：(1) 能量损失和产生载流子数目的统计涨落；(2) 探测器和电子学系统的噪声；(3) 其他因素，例如，探测器的窗吸收，放射源厚度的影响等。对半导体探测器，常用谱线的半宽度(FWHM) 来标志它的能量分辨率。我们用

$\Delta E_i, i=1,2,\cdots$ 来代表不同的原因引起的谱线展宽，总的展宽 $\Delta E=[\sum\limits_i(\Delta E_i)^2]^{1/2}$。下面分别讨论各个 ΔE_i。

1. 产生载流子数目和能量损失的统计涨落

在半导体中，射线产生一对电子空穴对，平均消耗的能量是一个常数，称为“平均电离能”，用 w 表示。对常用的半导体材料，例如 Si、Ge 等，w 与射线的性质和能量无关，所以半导体有很好的线性。w 与温度有关，对于 Si，在 300K 时 $w=3.62\text{eV}$，77K 时 $w=3.76\text{eV}$，对于 Ge，在 77K 时 $w=2.96\text{eV}$。

一定能量 E_0 的入射带电粒子，在半导体探测器中产生电子空穴对的总数 N 是有涨落的。实验表明，N 的涨落还与法诺因子 F 有关：

$$\sigma_N^2=F\overline{N} \tag{5.14}$$

式中 σ_N^2 代表 N 的方差，$\overline{N}$ 代表 N 的平均值，$\overline{N}=E_0/w$，对于 Si，$F=0.12$；对于 Ge，$F=0.13$（不同文献给出的 F 值略有差异）。从上面的数值可以看到，同样能量的带电粒子在半导体中产生的电子空穴对要比在气体中产生的离子对数约大一个数量级，而两者的 F 值又差不多（气体中 $F=0.4$）。所以由于统计涨落在半导体中造成的相对方差 $\nu_N^2=F/\overline{N}$ 要比气体中小得多，这就是半导体探测器的能量分辨率比气体电离室高的根本原因。

N 的涨落服从高斯分布，σ_N 对应的高斯分布的半宽度

$$\Delta N=2.36\sigma_N$$

又 $N\simeq E_0/w$，由电子空穴对的涨落引起能量峰的展宽，

$$\Delta E=\Delta N\cdot w=2.36\sqrt{wE_0F} \tag{5.15}$$

可以算出能量 $E_0=5.3\text{MeV}$ 的 α 粒子由于产生的电子空穴对的涨落在 Si 中造成的谱线展宽为 3.58keV。

当探测低能带电粒子时，核碰撞变得重要了，而核碰撞损失能量也有涨落。图 5.3[3] 给出了 α 粒子在硅中由于核碰撞损失的能量 δ 及由于 δ 的涨落引起的谱线展宽 ΔE_n 与 α 粒子能量 E_r 的关系。从图 5.3 的曲线可以查出对 $E_r=5.3\text{MeV}$ 的 α 粒子 $\delta=11.6\text{keV}$，$\Delta E_r=7\text{keV}$。

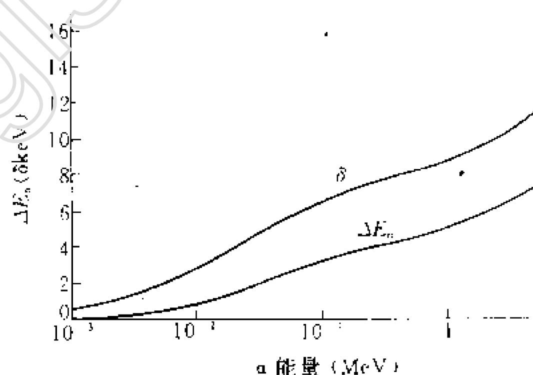


图 5.3　α 粒子在硅中由于核碰撞而损失能量 δ 及核碰撞对于谱线展宽的贡献 ΔE_n 与 α 粒子能量的关系

2. 探测器和电子学系统的噪声

上面讨论的由于统计涨落引起的谱线展宽，决定了谱仪所能达到的能量分辨率的极限。探测器和电子学系统的噪声，使谱线进一步展宽。

电子学系统的噪声，实际上就是电荷灵敏放大器的噪声，关键是第一级放大单元中的场效应管。电荷灵敏放大器的噪声，常用的表示方法有两种：等效噪声电荷和等效噪声能量。因为半导体探测器的输出信号表现为电荷，所以电荷灵敏放大器的噪声用等效电荷表示，便于看清它的影响。所谓等效噪声电荷是指放大器输出端的噪声的均方根值等效于在放大器的输入端加上了多大的噪声电荷。等效噪声电荷常以电子电荷为单位。以电子电荷为单位的等效噪声电荷

以 ENC 代表。由于噪声叠加在射线产生的信号上，谱线被进一步展宽，能量分辨率变差。还可以参照产生信号的射线的能量，定出噪声的均方根值和谱线半宽度 FWHM 之间的关系。这样就可以用 FWHM 来表示噪声，以 keV 或 eV 为单位。显然从噪声对能量分辨率的影响来说，这种表示方法最方便。上述两种表示方法可按下式换算：

$$\mathrm{ENC} = \frac{\mathrm{FWHM}}{2.36w} \tag{5.16}$$

电荷灵敏放大器的噪声，与输入端所接的电容有关，衡量电荷灵敏放大器的噪声性能时需要两个参数。一个参数是电荷灵敏放大器的输入端不接电容时的噪声，称为零电容噪声。另一个是有外接电容时噪声随电容的增长率，称为噪声斜率。例如，一个电荷灵敏放大器的零电容噪声为 1keV，噪声斜率为 0.03keV/pF，当接上电容为 100pF 的探测器时，对谱线的展宽是

$$\Delta E_{e} = 1 + 100 \times 0.03 = 4\mathrm{keV}$$

当电荷灵敏放大器与半导体探测器相连接时，放大器输出端的噪声水平还与探测器本身的噪声有关。探测器的噪声主要是反向漏电流的涨落造成的。图 5.4[4] 给出了反向电流和噪声电压随探测器所加偏压的变化关系。从图 5.4 可以看到，反向电流随偏压的增加而增加，因而与反向电流有关的噪声电压也应随偏压的增加而增加。但电荷灵敏放大器的噪声还与外接电容有关，半导体探测器的结电容，也就是电荷灵敏放大器的外接电容是随着偏压的增加而减小的，所以电荷灵敏放大器的噪声是随着探测器所加偏压的增加而减小的。以上两种因素使整个探测器系统的噪声随偏压的变化有一极小值，这也就是从噪声角度应选取的偏压最佳值。

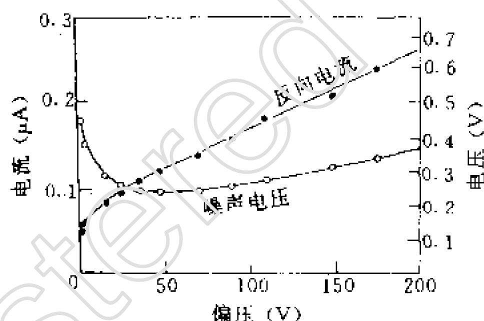


图 5.4 反向电流和噪声电压随偏压的变化

上一节中提到降低探测器的温度，可以降低反向电流。所以，探测器在较低温度下工作可以减小由噪声引起的谱线展宽。表 5.1[4] 给出了温度对半导体探测器的能量分辨率影响的一个实例。

表 5.1 温度对半导体探测器能量分辨率的影响

探测器编号	温度(℃)	分辨率(keV)
1	16	15.6
1	−35	13.6
2	16	19.8
2	−35	15.1
3	18	20.9
3	−35	16.1
4	16	13.5
4	−35	12.2

3. 其它因素

α 粒子进入探测器的灵敏体积之前，要先穿过空气和探测器的窗，从不同角度入射的 α 粒子穿过的厚度不同，因而造成谱线展宽。把放射源和探头一起放在真空中，可以消除空气的影响，提高能量分辨率。

半导体材料的不均匀，例如俘获中心不均匀，也是影响分辨率的重要因素，此外，结区的局部击穿，某些部位的接触不良，外界的电磁干扰等均可影响探测系统的分辨率。还应注意，金硅面垒半导体探测器一般都是光敏的，即可见光也可能在其中产生信号，所以要注意避光使用和电磁屏蔽。

谱线总的展宽 ΔE 可从各部分展宽得到：

$$\Delta E^2 = \sum_i \Delta E_i^2 \tag{5.17}$$

谱线的不对称性，即峰的低能侧存在一个非高斯分布的尾巴，对 α 谱的分析会带来不利的影响。特别是当高能峰的尾巴上存在一个能量稍低，强度很弱的峰时，谱线的不对称性对能谱分析的影响尤为严重。放射源的厚度，复合与俘获中心的存在以及 α 粒子被散射等，都会造成低能尾巴的出现，测量中应注意避免。

最后应当指出，整个金硅面垒半导体谱仪的能量分辨率不但与探头有关，还和电子学线路有关，即还要受到脉冲成形系统、放大器和脉冲幅度分析器的增益漂移、高计数率下脉冲堆积和基线漂移的影响。关于电子学线路方面的问题在核电子学课程中有较详细的论述，这里不再重复。

国产的金硅面垒半导体探测器的能量分辨率，对 ^{241}Am 的 5.486MeV 的 α 粒子大约为 0.5% ～ 1.5%。

三、电荷的收集和时间特性

当带电粒子在半导体探测器中刚刚产生载流子后的很短时间内，空穴和电子还来不及分开，会呈现空穴和电子的等离子体。等离子体的形状与入射带电粒子的类型有关。重带电粒子产生的等离子体，集中在沿粒子径迹的一个很窄的柱状体积内。等离子体在柱体内的各点的密度，依赖于粒子在该点的能量损失率。电子形成的等离子体的形状就大不一样，因为电子在半导体探测器的灵敏体积内受到散射后，方向变化很大，而其能量损失率又小得多，所以形成的电子、空穴等离子体就要松散得多。等离子体中的电子和空穴在电场的作用下向两极漂移，在外回路中形成信号。如果等离子体很浓密，例如很重的离子产生的等离子体，把它们立即分开是困难的，因为所加的电场可能到达不了等离子体的内部。这就增加了空穴、电子复合的概率，结果使信号幅度降低。对重离子这是需要考虑的。

半导体探测器的输出信号是个别的电子和空穴产生的信号的叠加。而不同的带电粒子，甚至不同能量的同一种带电粒子所形成的等离子体的形状也不相同。所以，一般地讨论信号脉冲形状是困难的。只能针对不同情况具体研究。

金硅面垒探测器的灵敏区内，电场强度是不均匀的，入射粒子在其中产生电子空穴对的地点又不固定，因而计算输出电流脉冲信号的形状就很复杂。不过，在实用中大家感兴趣的是载流子的收集时间，因此不必对信号的形状作精确计算，而是在某些简化条件下作粗略地估算。

设从势垒区的表面（金层处）至 N 型硅晶体内的深度用 x 表示，则势垒区内各点的电场强

度如式(5.4a)给出：

$$E(x)=\frac{eN_d}{\varepsilon}(d_1-x)$$

设在紧靠金层处产生了一对电子空穴对，空穴产生后立即被收集，对输出信号无贡献，只需考虑电子漂移的影响。当 $N(x)<10^3\mathrm{V/cm}$ 时电子的迁移率 μ_e 可以认为是常数，这时电子的漂移速度

$$W^-=\frac{dx}{dt}=\mu_e E(x) \tag{5.18}$$

即

$$\frac{dx}{dt}=\frac{e\mu_e N_d}{\varepsilon}(d_1-x) \tag{5.19}$$

考虑到当 $t=0$ 时，$x=0$ 的边界条件可以解出：

$$t=\frac{\varepsilon}{e\mu_e N_d}\ln\frac{d_1}{d_1-x} \tag{5.20}$$

根据(5.8a)式，可求出 t 与电阻率的关系：

$$t=\varepsilon\rho\ln=\frac{d_1}{d_1-x} \tag{5.21}$$

按理说电子的收集时间 t_e 就是当 $x=d_1$ 时的 t 值，但从(5.21)式可见，这时的 $t_e=\infty$，这是因为当电子越接近边界时，电场越弱，最后电场趋近于零，因而电子的漂移速度也趋近于零。实际上可以认为当 $x=0.99d_1$ 时电子就算被收集了即

$$t=4.6\varepsilon\rho \tag{5.22}$$

如果 ρ 的单位采用 Ωcm，则

$$t\approx 5\times 10^{-12}\rho$$

当 $\rho=1000\Omega\mathrm{cm}$ 时，$t\approx 5\mathrm{ns}$。这个上升时间比气体探测器快得多，仅次于有机闪烁体，这就决定了它的时间特性也是介于二者之间。

四、辐射损伤

半导体探测器受强辐射照射一段时间后性能逐渐变差，以至根本不能使用。这种探测器的抗辐照能力远不如气体电离室。

带电粒子通过半导体材料时撞击原子有可能产生填隙空位对。例如，中子与硅原子相互作用，使硅原子离开它在晶格中的位置，在原来的位置上形成一个空位，而在晶格之间的某处又多出来一个硅原子，这就是填隙空位对。对非相对论粒子，根据能量守恒和动量守恒原理，一个能量为 E_0，质量为 m 的粒子与质量为 M 的静止粒子碰撞时，静止粒子得到的动能为

$$E_M=\frac{4mM}{(m+M)^2}E_0\cos^2\phi \tag{5.23}$$

其中 ϕ 为 M 的反冲角，见图5.5。当 $\phi=0$ 时 E_M 最大。当 $m=M$ 时能量转移最多。设入射粒子是中子，其能量 $E_n=1\mathrm{MeV}$，静止粒子是 Si 原子，那末中子给 Si 原子的最大能量为 0.13MeV，这比一个 Si 原子从它的晶格位置移动所需的能量，即离位阈能(1 ~ 50eV)大得多。碰撞后 Si 原子反冲。由于反冲 Si 原子具有相当高的能量，高能 Si 原子与其他晶格中的 Si 原子碰撞又可能产生新的离位原子，这样，一个中子有可能产生上千次 Si 原子的离位碰撞。

如果入射粒子是电子，一般是在相对论区域，(5.23)式需要修正，但可利用它作定性分析。由于这时 $m\ll M$，所以转移给硅原子的能量很少，一般地说，一个入射电子只能产生几个

离位原子。

填隙空位对在半导体材料中形成施主、受主、陷阱等会影响载流子的收集。半导体探测器的性能对杂质浓度和载流子在大距离(直至几厘米)内的有效迁移是很敏感的,所以填隙空位时,也就是离位原子会使探测器的性能变差,这就是辐射损伤。

辐射除了引起探测器内部的损伤外,还会改变探测器表面的性能,引起漏电流增加。

生产厂商[5]给出的各种射线在硅探测器中引起辐射损伤效应的阈剂量见表 5.2

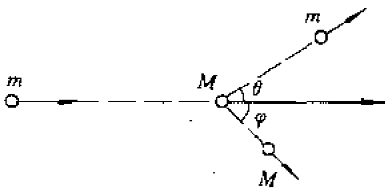


图 5.5 质量为 m 的粒子与质量为 M 的静止粒子碰撞情况的示意图

表 5.2 射线在 Si 探测器中引起损伤的阈剂量

	电子	快中子	质子	α 粒子	裂变碎片
阈剂量(粒子/cm²)	10^{13}	10^{12}	10^{10}	10^{9}	10^{8}

五、全耗尽探测器

金硅面垒探测器还可以工作在"全耗尽"状态。前面讲过,耗尽区的宽度随着反向电压的增加而增加。对高阻硅,这个厚度可以达到数毫米。如果用较薄的 N 型硅晶体制成金硅面垒探测器,就可以使耗尽区扩展到整个晶体的厚度,称为全耗尽。当外加电压进一步升高时,显然耗尽区不会再加宽,但其中的电场强度会继续升高。这种电场的附加增量对晶体中各点都相同。当外加电压很高时,这种附加增量会大大超过耗尽区内的非均匀电场,因而使整个耗尽区内的电场趋于均匀。工作在这种条件下的探测器有时被称为"过耗尽"的。实际上全耗尽探测器通常就是在这种条件下使用的。

"全耗尽"的金硅面垒半导体探测器主要有两方面的用途:

(1) 用于定时。当全耗尽探测器加上很高的偏压时,电子和空穴在其中的漂移速度达到饱和,这时 $W^- \approx 10^7$cm/s,漂移速度不再与电场强度成正比。在此条件下,对厚度为 d cm 的探测器,载流子的最大收集时间约为 $100d$ (ns),如果 $d = 20\mu$m,那末 $t_a = 0.2$ns。可见上升时间是很短的。一般地说,脉冲上升时间越快,则给出上升时间信息的精确度也就越高。这种探测器常常用来给出时间信号。例如,用两个探测器测定某带电粒子飞行某个距离的时间,就可以确定其能量。又例如,欲测某种核的激发态寿命就需要测量标志该激发态生成和衰变的时间信息。

(2) 用于粒子鉴别和探测器望远镜中的 ΔE 探测器。如果全耗尽探测器很薄,而待测粒子的能量 E 较高,入射带电粒子穿过探测器时仅在其中损失一小部分能量 ΔE,即 $\Delta E \ll E$,探测器输出的脉冲幅度正比于 ΔE。这种专门用来测量 ΔE 值的全耗尽探测器称为 ΔE 探测器,有时也称为 dE/dx 探测器。

作为 ΔE 探测器有几个性能很重要:首先,由于带电粒子要穿过探测器,所以探测器两面的死层都要求很薄,前表面通常就是金沉积面垒,又称入射窗。后表面可用铝接触面,又称出射窗。它的厚度通常应小于 100nm 硅当量。例如,ORTEC 公司的产品其厚度为 $40\mu g/cm^2$ 的金或

铝。另一值得注意的性能就是半导体晶片的均匀度。因为它直接决定着带电粒子入射位置不同引起能量损失的差异。所以这类探测器的指标中应包括厚度的不确定性。商品生产的探测器厚度的最大偏差在 ± 0.5μm 到 ± 1.0μm。

全耗尽探测器与部分耗尽的探测器相比还有一些优点。后者在耗尽区的边缘与后电极之间有一未耗尽的区域，存在一些串联电阻，与此电阻相关的热噪声是导致噪声和能量分辨率变差的根源之一。而全耗尽探测器除去了未耗尽的区域因而也会改善能量特性。此外由于全耗尽探测器的厚度不随所加偏压改变，因而它的电容也就固定了。

第四节　高纯锗探测器

用金硅面垒半导体探测器测量短射程的带电粒子方面获得了很大的成功，得到了广泛的应用。然而，用它探测 β 或 γ 射线时就嫌灵敏区太薄了。例如，1MeV 的电子在硅中的射程大约为 2mm，而金硅面垒探测器的灵敏区厚度一般均在 1mm 以下。从第二节的讲述可知，PN 结区的厚度可由下式得到：

$$d = \left(\frac{2\varepsilon V_B}{eN}\right)^{1/2} \tag{5.24}$$

其中 V_B 是反向电压，N 是半导体材料中净杂质浓度。为了增加灵敏区的厚度，一种办法是增加反向电压，但这是有限的，因为随着反向电压的增加，反向电流也增加，使能量分辨率变差，甚至被击穿。另一种办法就是降低净杂质浓度 N。

降低净杂质浓度的方法有两类，第一类是改进半导体材料的纯化工艺，将其中的杂质浓度降低到大约 10^{10} 原子 /cm^3，这时按(5.24)式估算当 $V \leqslant 1000V$ 时，耗尽区的厚度可达 ~ 10mm。这种纯度对 Ge 已经达到，但对 Si 尚未达到。用这种高纯度锗制成的探测器称为高纯锗(HPGe)探测器或本征锗探测器。第二类方法是制造一种"补偿"半导体材料。即材料中的剩余杂质被类型相反的等量掺杂原子所补偿。这种补偿无法在制造半导体材料时实现，而是在半导体单晶生长完成之后，用锂离子漂移的方法实现。由于锂在硅和锗中的电离能很低(在硅中为 0.033eV，在锗中为 0.093eV)，在室温下锂是离化时，它在硅和锗中是施主，锂离子(Li^+)的半径($r = 0.06nm$)比起硅和锗的晶格常数(分别为 0.542nm 和 0.564nm)要小得多，因而很容易在适当的电场作用下漂移深入到晶格里面去。在适当的工艺条件下使 Li^+ 与半导体材料中的受主杂质结成中性的对子，使载流子减少。这种补偿材料与高纯材料有许多共同的性质。用锂漂移过程生产的探测器称为锗锂漂移(Ge(Li))探测器或硅锂漂移[Si(Li)]探测器。

早在 60 年代就生产出锂漂移探测器，此后约 20 年在测量 γ 和 β 中得到广泛应用。到 70 年代才生产出高纯锗探测器。由于使用方便等因素的考虑，80 年代 Ge(Li) 探测器逐渐被高纯锗探测器取代，目前已不再生产 Ge(Li) 探测器了。但灵敏区较厚的硅探测器目前还只能用 Si(Li) 探测器。

一、HPGe 探测器的结构

高纯锗探测器有平面型的，也有同轴型的(圆柱型)。平面型高纯锗的灵敏区的厚度一般在 5mm 至 10mm，主要用于测量中、高能的带电粒子(能量低于 220MeV 的 α 粒子，低于 60MeV 的质子和能量低于 10MeV 的电子)和能量在 300keV 至 600keV 的 X 射线和低能 γ 射线。平面型

HPGe 探测器的工作原理和结构与前面讨论过的 PN 结半导体探测器没有什么本质区别，但在使用上有两点必须强调：① 一般均工作在全耗尽状态。② 要求在液氮温度下使用(77K)。下面主要讨论同轴型的 HPGe 探测器。

平面型 HPGe 探测器用于测量 γ 射线时，灵敏区的厚度往往就不够了。由于锗晶体在轴向可以作得相当长，因此，如果作成同轴型的则灵敏体积就可以大为提高。目前商品生产的

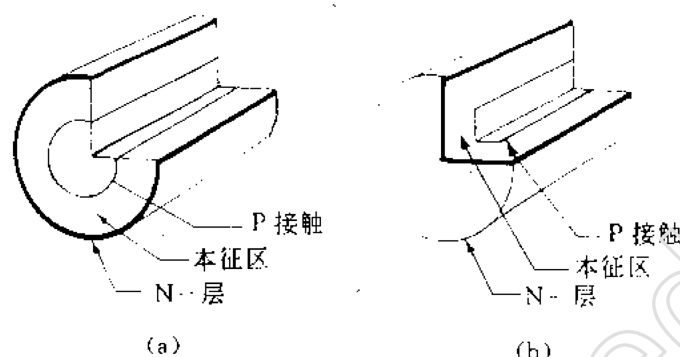


图 5.6　同轴型 HPGe 几何结构示意图

HPGe 探测器灵敏体积大的可达 ～400cm^3，可以满足能量低于 10MeV 的 γ 能谱测量的需要。

同轴型 HPGe 探测器有两种基本的几何结构：(1) 双端同轴，见图 5.6(a) 即中心孔贯穿整个圆柱体。(2) 单端同轴，见图 5.6(b) 即中心孔只占圆柱体轴长的一部分。大部分商品生产的 HPGe 探测器均为单端。因为这样可以避免为解决前表面漏电需要作的复杂处理，此外当测量能量较低的 γ 射线时，如果前表面是一个薄的电接触层就可以得到一个薄的入射窗。但这时电场不再是完全径向的，在一些角落里电场较低，影响载流子的收集。为克服此问题一方面使中心孔的封闭端尽量靠近前表面，另一方面尽量减小前表面的棱角，作得圆滑一些。

通常同轴 HPGe 探测器是用 P 型 Ge 制成。又称常规电极型同轴锗探测器。它也可用 N 型 Ge 制成，又称为倒置电极型同轴锗探测器。对同轴型探测器整流接触(或电极)(即从那里开始形成半导体结) 原则上可以在圆柱体的内表面也可以在外表面。但它们形成的电场条件却大不相同。如果整流接触在外表面，则耗尽区随着外加电压的增加从外向内扩展，当达到耗尽电压时，正好扩展到内表面。如果内表面是整流接触，那末，耗尽区随外加偏压的增加从里向外扩展，直至外表面。从下节的讨论可知，距整流接触越近，电场越强。所以总是选外表

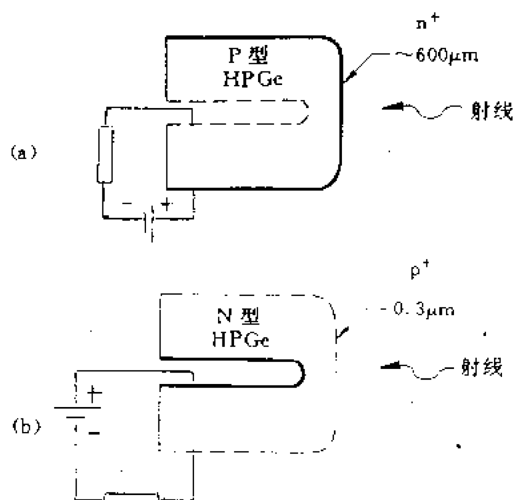


图 5.7　P 型 HPGe (a) 和 N 型 HPGe (b) 加电压的方法

面为整流接触，因为这样会使电场较强的区域所占的体积较大，有利于载流子的收集。即对 P 型 HPGe，外表面为 n^+ 接触，而对 N 型 HPGe，外表面为 p^+ 接触。内表面为类型相反的非注入接触。一般 n^+ 接触由扩散 Li 形成，厚度 ~ 600μm，p^+ 接触为金面垒或硼离子注入形成。金面垒的厚度 ~ 40μg/cm²，硼的厚度为 ~ 0.3μm。外加电压均为反向电压，即 n^+ 边极性为正，p^+ 边极性为负。也就是对常规电极(P 型)HPGe 探测器外面加正电压里面加负电压，如图 5.7(a) 所示。对倒置电极(N 型)HPGe 探测器正好相反，外面加负电压，里面加正电压，如图 5.7(b) 所示。

高纯锗探测器应在液氮温度下使用，但可在室温下保存，这也就是比 Ge(Li) 探测器优越的最主要方面。HPGe 和电子学线路的输入极，包括电荷灵敏放大器的输入场效应管和反馈元件均应放在真空密封的小室内并保持在低温状态。

二、同轴型 HPGe 探测器的电场和电容

在柱坐标中，泊松方程可化为以下形式：

$$\frac{\mathrm{d}^2V(r)}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}V(r)}{\mathrm{d}r} = -\frac{\sigma(r)}{\varepsilon} \tag{5.25}$$

为了简化计算，考虑双端同轴型。设其内径和外径分别为 r_1 和 r_2。设外加电压为 V_B，即 $V(r_2) - V(r_1) = V_B$，按此边界条件解(5.25) 式可求出

$$-E(r) = +\frac{\mathrm{d}V(r)}{\mathrm{d}r} = -\frac{\sigma}{2\varepsilon}r + \frac{V + (\sigma/4\varepsilon)(r_2^2 - r_1^2)}{r\ln(r_2/r_1)} \tag{5.26a}$$

或

$$|E(r)| = \frac{eN_A}{2\varepsilon}r + \frac{V - (eN_A/4\varepsilon)(r_2^2 - r_1^2)}{r\ln(r_2/r_1)} \tag{5.26b}$$

以上求解中假设了受主杂质 N_A 在灵敏体积中为常数。图 5.8[1] 给出了一种同轴 HPGe 探测器加各种 V_B 值时电场强度随距离 r 变化的情况。各种不同尺寸和受主杂质浓度的同轴型 HPGe 探测器电场强度的分布情况可参看文献[6]。

对 P 型和 N 型的同轴 HPGe 探测器只要所加的电压 V_B 和掺杂浓度相同，其电场强度分布的绝对值也就相同，但极性相反，载流子的漂移方向相反。需要注意，以上的讨论整流电极均在外表面。

设使探测器刚好达到耗尽状态的电压以 V_d 表示，这时(5.26a) 式中的 $E(r_1) = 0$，可以求出

$$V_d = \frac{eN_A}{2\varepsilon}\left[r_1^2\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) - \frac{1}{2}(r_2^2 - r_1^2)\right] \tag{5.27}$$

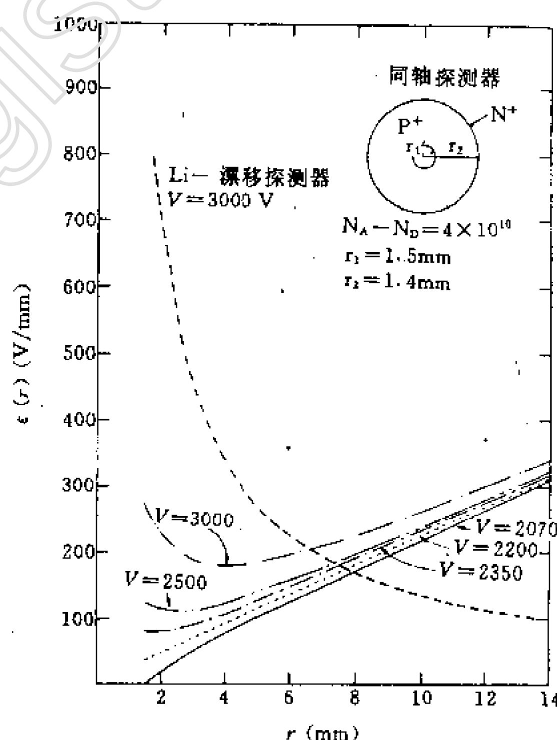


图 5.8 同轴型 HPGe 探测器中电场强度 ε 随距离 γ 变化的情况

可见耗尽电压随掺杂浓度的减少而线性减小。

双端同轴全耗尽的 HPGe 探测器单位长度的电容为

$$C = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln(r_2/r_1)} \tag{5.28}$$

电容越小越好，所以只要工艺上允许，应使 r_1 尽量小。

三、HPGe 探测器的主要性能

1. 能量分辨率

HPGe 探测器主要用于测量 γ 射线的能谱，其能量分辨率要比 NaI(Tl) 好几十倍，使许多用 NaI(Tl) 谱仪测量时无法分辨的谱线能清楚地分开。因此，实际上一切涉及复杂 γ 射线能谱学的研究都是用锗探测器进行的。80 年代前主要是用 Ge(Li) 探测器，现在是用 HPGe 探测器，两者的能量分辨率差不多。

影响锗探测器能量分辨率的因素主要有以下几方面：① 射线产生的电子空穴对数的涨落；② 电子空穴对的俘获；③ 探测器及电子学仪器的噪声；④ 工作温度。第一个因素与金硅面垒探测器在原理上相同，只是具体数值有些差别，这里不再重复。关于第二个因素，由于 HPGe 的灵敏体积较大，所以电荷收集不全的影响就更为突出。为了减少俘获影响，就要增加载流子的漂移速度。通常在反向电流不显著增加的条件下，所加反向电压应当尽量高一些。关于第三个因素，当选用好的原材料和采取严格的工艺措施后，探测器自身的噪声可以降到很低，因而电子学仪器的噪声就可能成为影响能量分辨率的重要因素。特别是当测量低能 γ 射线或 X 射线（E_x 从几百电子伏至几千电子伏）时，输出脉冲幅度很小，必须十分注意降低电荷灵敏放大器的噪声。探测器的电容直接影响到噪声，从而影响到探测系统的能量分辨率。同轴型 HPGe 探测器的电容可从(5.28) 式估算，可达 40 ～ 50pF，甚至更大，因此选配的电荷灵敏放大器的噪声斜率一定要小。

由于锗在室温条件下禁带宽度太小，所以需要在低温下使用。当工作温度高于 110 ～ 120K 时，大多数 HPGe 的漏电流和噪声开始增加，HPGe 的正常工作温度应在 85 ～ 100K，工作温度稳定很重要，因为产生一对电子空穴对的电离能随温度变化，每度 K 的变化率为 2.53×10^{-4}，温度的变化会造成峰位的漂移，使能量分辨率变差。温度低于 40K 时，由于俘获效应使能量分辨率变差。

2. 探测效率

这里只讨论对 γ 射线和特征 X 射线的效率。γ 射线全能峰或逃逸峰的计数效率取决于探测器的灵敏体积、几何形状以及临近探测器的物质（例如，探测器的密封外壳、致冷器等）的相互作用等。当然，还有射线的能量。

(1) 绝对全能峰探测效率 ε_p　ε_p 是指全能峰下面的面积所对应的计数（简称全能峰计数）与放射源发射的相应的 γ 射线数目之比。这种效率是指整个探测系统的效率，它不但与 HPGe 的灵敏体积及形状有关还与探测器对 γ 源张的立体角有关，从而与源至探测器的距离有关。ε_p 是射线能量的函数。为了测到全能峰计数，必须把光子全部能量都消耗在探测器的灵敏体积中，可以是通过光电效应，也可以是多次累计效应。

由于 HPGe 探测器需要密封在一个小室内，所以待测的射线需要穿过室壁和探测器的死层。一般的 HPGe 探测器有一 ～ 600μm 厚的 Li 扩散的死层再加上 1mm 左右的铝壳，当 E_γ <

100keV 时效率明显下降，当 $E_\gamma < 40$keV 时几乎就测不到了。所以对低能 γ 或 X 射线的测量需要离子注入或面垒型接触，并有一铍窗，这种专门用于低能 γ 射线测量的 HPGe 探测器可以测到 $E_\gamma \sim 3$keV。

在核谱学研究中使用 HPGe 探测器时，需要知道 $\epsilon_p \sim E_\gamma$ 的关系曲线。可以用发射多种 γ 能量，各种 γ 的分支比已知的放射源进行刻度，常用的是 ^{226}Ra，也可以用一组能量和活度均已知的 γ 源进行刻度。关于 HPGe 探测器的能量刻度问题在第十章中还要作进一步的讨论。图 5.9[7] 给出了一个 HPGe 和一个 Ge(Li) 探测器的刻度曲线。从曲线可以看到这些探测器对能量在 ~200keV 到 ~3MeV 之间相对效率与 E_γ 之间的关系，在双对数坐标中为一直线。

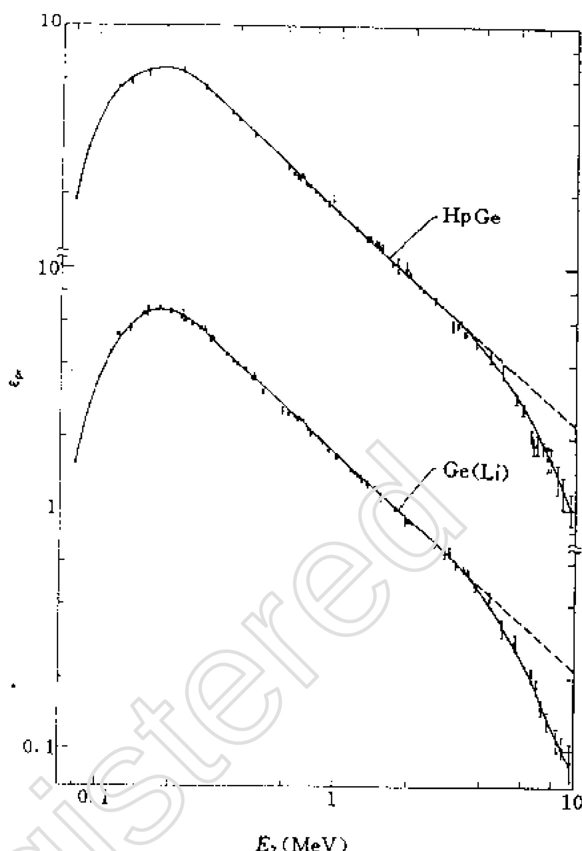


图 5.9 HPGe 和 Ge(Li) 探测器的效率刻度曲线

(2) 相对效率　由于历史原因，许多商品生产的 HPGe 探测器的光电峰效率都是相对于标准的圆柱形 NaI(Tl) 闪烁晶体的(ϕ7.62cm × 7.62cm)。为了统一起见，国际电工委员会作出了规定：源至探头的前表面距离为 25cm。可以用未经刻度过的 ^{60}Co 源由这两种探测器测定 1.33MeV 的光电峰面积之比得到相对效率；也可以用刻度过的 ^{60}Co 源测出在上述条件下 HPGe 探测器的光电峰效率除以 NaI(Tl) 在同样条件下的光电峰效率(NaI(Tl) 的光电峰效率为 1.2×10^{-3}) 得到 HPGe 的相对效率。

随着同轴探测器体积的增加相对效率也增加，然而体积与效率之间并非一个简单的关系，效率随半径的增加而增加比随长度的增加而增加要更快一些。效率与灵敏体积之间的关系对 1.33MeV 可以粗略地用下式表示

$$\text{相对效率}(\%) = \frac{\text{体积}(\text{cm}^3)}{4.3} \tag{5.29}$$

3. 峰康比与峰形状

对于锗，在 150keV 到 8MeV 能量范围内康普顿吸收系数大于光电吸收系数及电子对吸收系数，也就是说，在这段能量范围内，康普顿电子产生的计数是比较高的。当测量复杂 γ 谱时，高能 γ 射线的康普顿计数会叠加在低能 γ 射线的全能峰上，造成能谱分析的困难。所以总是希望全能峰尽量高一些，康谱顿坪尽量低一些。为了描述 HPGe 探测器的这个特性，引入峰康比的概念。

峰康比定义为全能峰内每道计数的最大值 N_{pm} 与康普顿坪的平均计数 N_c 之比，即 N_{pm}/N_c。当本底较大时，在求此比值之前应先扣除本底。N_{pm}/N_c 一般是指对 ^{60}Co 的 1.33MeV 的峰高与康普顿坪在 1.040 到 1.096MeV 之间的平均计数之比。

为了提高峰康比，除了增大探测器的灵敏体积外，还应有好的几何形状，即要求同轴探测器的长度大约等于其直径。中心孔径尽量小一些。此外，探测器的能量分辨率越好，峰康比也越高。相对效率为 10% 至 100% 较好的同轴型 HPGe 峰康比大约为 40 : 1 到 80 : 1。

当待测的两种 γ 能量很接近，特别是在高峰的低能侧有一小峰时，为了能测准小峰的净面积，峰的形状很重要。表征峰的形状可用十分之一峰高处的全宽度 FW0.1M 和五十分之一峰高处的全宽度 FW0.02M，以及它们与半高宽之比，FW0.1M/FWHM 和 FW0.02M/FWHM。对标准的高斯分布后者分别为 1.83 和 2.38。一个好的同轴型 HPGe 探测器可以做到与理论值相近。

4. 电荷收集和时间特性

在第三节中我们分析过金硅面垒探测器的电荷收集和时间特性。对平面型 HPGe 探测器有类似的情况，但有差别：①HPGe 的灵敏区的厚度要大得多(几 mm 至 10mm)。②载流子的漂移速度达到饱和值，对电子在 77K 时这一饱和速度约为 10^7cm/s，这要在 ~ 10^5V/m 的电场强度达到。空穴的饱和速度与电子差不多，不过需要更强的电场(~ 3×10^5V/m) 才能达到。如果 HPGe 灵敏区的厚度为 1cm，γ 射线产生的载流子靠近一个电极，则载流子到达另一电极的漂移时间大约为 100ns。脉冲上升时间大约就是如此。比起快探测器(例如有机闪烁探测器) 要慢得多。因而定时特性比后者差得多。使 HPGe 探测器时间特性较差，还有一个重要原因就是脉冲上升时间与载流子在探测器的灵敏体积中形成的位置有关。当探测器受到大面积照射时，电子空穴生成的位置大体上是随机分布的，因此输出脉冲前沿的形状有很大变化。这种可变的脉冲形状给许多导出时间信号的方法造成了困难。为了改善定时特性需要特殊的时间拾取技术。

当 HPGe 探测器用于活化分析，或用于核电站事故后的监测中，往往放射源的活度很高，使 HPGe 探测器有很高的计数率。这就要求探测器的分辨时间特性好，即能区分开的两个核事件之间的最短的时间间隔小。探测器的分辨时间除了探测元件(HPGe) 外还与相接的电荷灵敏放大器密切相关。主要是电荷灵敏放大器的输入场效应管和反馈元件。在常规的测量系统中反馈元件是一个电容和一个高电阻并联，时间常数大，所以无法承受高计数率。当计数率很高时高阻应由一套包括有源元件的电子学线路所代替。详细情况请参看文献[8]。

5. 中子辐照损伤

HPGe 探测器被快中子辐照后，其能量分辨率将变差。能量分辨率开始显示出变差时所对应的中子注量，称为阈注量，它与探测器的尺寸有关。尺寸越大，阈注量越低。阈注量还与探测器的类型有关。常规电极同轴型 HPGe 探测器(P 型) 比倒置电极(N 型) 型耐辐照性能差。其原因之一是由于中子与锗相互作用时会生成空穴陷阱，这时对 N 型锗的影响要小些。当 γ 源照射 HPGe 的整个灵敏体积时，可以粗略地认为刚刚产生的载流子均匀地分布在灵敏体积中。由于从外面算起的厚度为 ΔR 的灵敏体积比从里面算起同样厚度 ΔR 的灵敏体积大，也就是说靠近外表面的载流子更多。对倒置电极的 HPGe 外面电极收集空穴，可以说大部分空穴漂移的距离比常规型(从内表面收集空穴) 要小，因而被陷阱吸收的概率也要小。表 5.3 给出了几种 HPGe 探测器的阈注量。这虽然是一种近似值，但可以给出数量级的概念。

当 HPGe 探测器被快中子辐照损伤后，可用加一段时间热进行修复。对 P 型 HPGe 探测器，当加热时外接触层的锂将向内扩散，所以会使相对效率降低。而对 N 型锗，由于 Li 接触在内表面，锂扩散对灵敏体积的影响要小得多，所以效率的降低可以忽略。研究指出，当 N 型 HPGe 探测器被中子轻度损伤时，当升到室温时，能量分辨率有些改进，然而当被中子严重损伤时，当升

至室温后，能量分辨率变差十分严重。所以作为一般要求，在加热修复前最好维持在液氮温度。

表 5.3　阈注量与探测器类型的关系

类型	效率(%)	阈注量(cm^{-2})
同轴 P 型 HPGe	20	2×10^{8}
同轴 P 型 HPGe	70	1×10^{7}
同轴 N 型 HPGe	30	4×10^{9}
同轴 N 型 HPGe	70	1×10^{8}
平面型		1×10^{9}

第五节　其它半导体探测器

一、锂漂移硅探测器

使用目前能得到的最纯的硅材料制成的 PN 结探测器，加上反向偏压后，灵敏区的厚度只能到 1 ～ 2mm。更厚的硅探测器只能用“锂漂移”的办法形成一个补偿区，或本征区，一般称作 i 区。在补偿区中受主杂质与施主杂质达到精确的平衡，其厚度可达 5 ～ 10mm。加上非注入电极后，这个区域就是探测器的灵敏区。这种探测器称为硅锂漂移探测器，用 Si(Li) 代表。近年来虽然 Ge(Li) 探测器已被 HPGe 探测器所取代，然而 Si(Li) 仍然起着重要作用。

由于硅的原子序数($Z=14$) 比锗的($Z=32$) 低，因而对 γ 射线的光电峰效率也就低得多，对测量能量较高的 γ 射线很不利，所以主要是用于低能 γ 射线和 X 射线的测量。这时用硅比用锗探测器更有利，原因是测能量很低的 γ 射线时，X 射线逃逸峰(将在第十章中详细讨论) 会影响测量的准确度，而 Si(Ii) 探测器的 X 射线逃逸峰要比锗探测器小。另一方面由于 Si(Li) 探测高能 γ 射线的效率低因而本底的影响也更小。

当 Si(Li) 探测器用于测量 β 射线或电子时，会有一些电子通过反散射逃出探测器而未将全部能量损耗在灵敏体积中，影响能谱测量。原子序数越低，反散射也越少，因而硅比锗更好。

Si(Li) 探测器均由 P 型硅制成。漂移完成后，锂开始漂移的那个表面，存在过量的锂，即 n^{+} 层。与之相对的未经补偿的一边蒸发上金属层或其他薄的 p^{+} 接触。Si(Li) 探测器基本结构的示意图见图 5.10(a)。Si(Li) 探测器一般均为平面型，在 i 区内有效电荷密度近于零，电场强度 E 是均匀的，见图 5.10(b)。

$$E=\frac{V}{d} \tag{5.30}$$

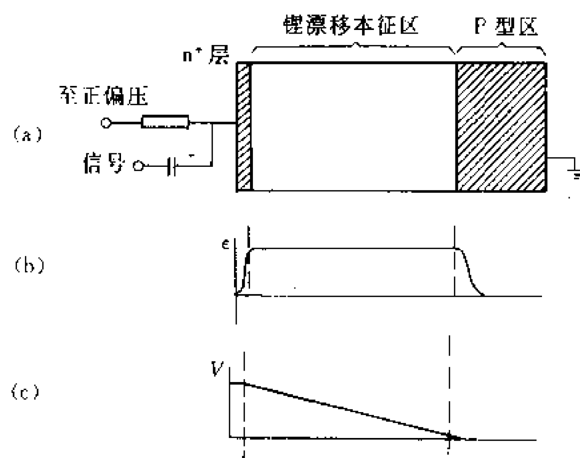


图 5.10　Si(Li) 探测器的结构和电特性

其中 V 是外加电压，d 是 i 区厚度。本征区内电位随距离的变化是线性的，见图 5.10(c)。

前几节中讨论过的影响半导体探测器能量分辨率的因素，原则上对 Si(Li) 探测器均适用。这里要强调两点：

(1) 由于 Si(Li) 探测器的灵敏区相当厚，在室温条件下其漏电流的涨落是探测器噪声的重要来源，所以必须工作在液氮温度。它与 Ge(Li) 不同，在室温条件下存放几十小时不会影响其性能。但最好还是在低温下保存，以避免不必要的由于温度变化引起的热应力和室温情况下漂移锂的重新分布。这里主要是针对 γ 射线或电子测量讲的。如果测量的是中能带电粒子，例如，~ 25MeV 的质子它可以工作在室温。

(2) 当测量低能 γ 射线或电子时，Si(Li) 探测器的窗、死层等均会影响其能量分辨率及效率。应使死层尽量减少并使用铍窗。必要时放射到探测器之间应抽真空。

商品生产的 Si(Li) 探测器对 ^{55}Fe 的 X 射线(5.9keV) 能量分辨率在 150 — 250eV，对 115keV 的 γ 射线约为 1keV，对 1MeV 的电子约为 2keV。一般地讲，探测器越大，能量分辨率越差。

二、化合物半导体探测器

硅探测器对 γ 射线的探测效率比较低而锗探测器又必须在液氮温度下使用，能否用其他半导体材料制成能在室温条件下工作，性能良好的 γ 射线探测器呢？被研究较多的有 HgI_2，CdTe 和 GaAs。它们的主要性能见表 5.4，作为比较，Si 和 Ge 也列在表中。从表 5.4 可以看到这

表 5.4 半导体材料的一些特性

材料	禁带宽度 (eV)	平均电离能 (eV)	原子序数	密度 (g/cm^3)
HgI_2(300K)	2.13	4.22	80 ~ 53	6.30
CdTe(300K)	1.47	4.43	48 ~ 52	6.06
GaAs(300K)	1.42	4.35	31 ~ 53	5.30
Si (300K)	1.12	3.61	14	2.33
Ge (77K)	0.74	2.98	32	5.32

三种半导体材料的禁带宽度均较大，在室温条件下热激发较小，所以可在室温条件下工作。它们的原子序数和密度都比锗大，特别是前二者，所以同样条件下对 γ 射线的探测效率也就更高。可见 CdTe 和 HgI_2 的基本性质是很有吸引力的。但是否能制成一个性能良好的探测器还有一些其他基本要求。首先要能生长出足够纯的适当大小的晶体，载流子在其中的寿命足够长，或其漂移长度足够长，使载流子产生后能很好地被收集。如果载流子在漂移过程中被杂质俘获的概率较大，杂质俘获载流子会形成空间电荷，造成探测器极化，使探测器性能变差以致不能使用，所以改进半导体的生产工艺，获得高纯度的 HgI_2 和 CdTe 一直是研究的重要课题。另一个影响载流子被收集的因素是载流子的漂移速度。图 5.11 给出了 CdTe 和 HgI_2 的载流子的漂移速度与电场强度的关系。从图 5.11 可见，即使电场强度很高时，两种材料中空穴的漂移速度仍然均很低，这就影响了空穴的收集。克服由此引起的探测器性能变差，也是目前正在研究的课题。

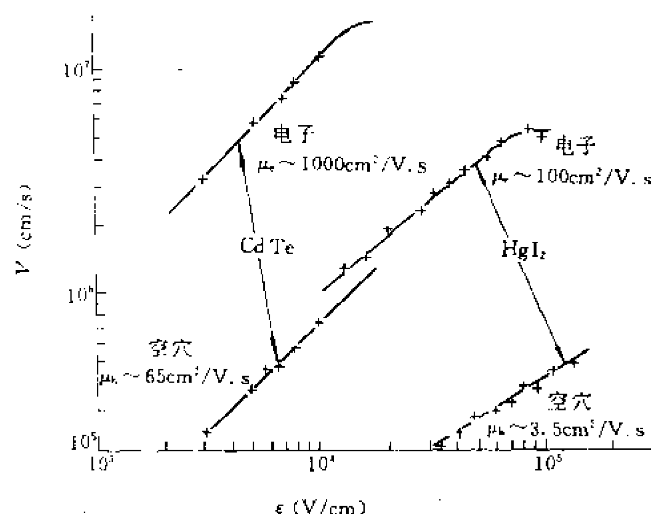


图 5.11 CdTe 和 HgI_2 探测器中电子和空穴的漂移速度 v 与电场强度 ϵ 的关系

1. 碲化镉

碲化镉(CdTe)探测器可以用高阻(~$10^9\Omega cm$)P 型晶体制成面垒型二极管探测器,也可以用高阻 N 型 CdTe 制成类似于高纯锗那种探测器。

由于空穴的收集效率差,使得 CdTe 探测器的能量分辨率不如硅和锗。对^{57}Co 的 122keV 的 γ 射线能量分辨率可作到 3.5keV,对^{137}Cs 的 662keV 的 γ 射线可作到 8keV,对^{60}Co 的 1.33MeV 为 25keV。这些都是最好的结果。测量像^{60}Co 这种能量较高的 γ 射线能量时要求探测器的灵敏体积比较厚(1~2mm),为改善能量分辨还加了脉冲处理线路以便去掉电荷收集不完全的那些脉冲。

当测量低能 γ 射线或 X 射线能谱时,也可用低阻 CdTe 制成探测器,这时灵敏区的厚度低到只有~100μm。对^{55}Fe 的 5.9keV 的 γ 射线的能量分辨率为 1.1keV,对^{241}Am 的 59.5keV 的 γ 射线为 1.7keV。

由于 CdTe 的高原子序数、光电截面大,单位厚度的光电效率比锗约高 4、5 倍,比硅高 100 多倍,所以可作成小型探测器,具有高空间分辨能力。这在许多方面引起使用者的兴趣,例如,在核工业中使用的厚度计;用探测器阵列构成的医用成象系统等。文献[10]给出了 CdTe 探测器在各方面应用的综述,可供参考。

目前已经有商品生产的室温 CdTe 探测器,其直径从 1mm 至 10mm 以上,适于测量 30~600keV 的 γ 射线。有两种探头:①只用于测量计数,②用于测量能谱。

CdTe 探测器的主要问题是极化现象。它是由载流子被俘获造成的。极化不但影响了载流子的收集,还使灵敏区的厚度逐渐变小。

2. 碘化汞

另外一种可作室温探测器的半导体材料是碘化汞(HgI_2),由于 Hg 的原子序数很高,HgI_2 对低能 γ 射线的探测效率要比 Ge 高~50 倍,例如,1mm 厚的 HgI_2 对 100keV 的 γ 射线的吸收率为 85%。HgI_2 的另一个优点是它的电离效率高,作为电离效率的量度可用禁带宽度与电离能之比,对 HgI_2 此值为 2.13/4.22≃50%,对 Si 和 CdTe 此值均为≈33%。当 X 射线能量相

同时 HgI_2 给出的信号只比 Si 给出的低～14%，而禁带宽度要比它高一倍。HgI_2 的法诺因子与 Si 差不多(～0.1)。所以由于统计涨落引起的能量分辨率展宽二者差不多。在 X 射线区域，HgI_2 在室温下的能量分辨率已接近硅探测器在低温冷却条件下的能量分辨率。为了与 Si(Li) 探测器对比，文献[11]给出当 HgI_2 在室温而电荷灵敏放大器的场效应管用液氮冷却时对 5.9keV X 射线的能量分辨率为 175eV(FWHM)，当二者均在室温时分辨率为 380eV。

由于 HgI_2 可用于室温，这就省去了笨重的致冷设备，因此整个 HgI_2 探测器可以小型化，这对空间研究、地质勘探、环境污染监测均带来很大方便。HgI_2 谱仪已被用于扫描电子显微镜和粒子分析仪[11]。

HgI_2 组成的阵列探测器，有很大的灵敏面积，很好的能量分辨率和空间分辨率，可用于扫描电子和 X 射线显微镜，由于可以选取很大的立体角，允许较低的照射剂量，这对放射性损伤敏感的生物或其他材料很有利。这对同步辐射应用研究也很有用。

当测量能量稍高一些的 γ 射线时，要求 HgI_2 的灵敏厚度增加。由于在 HgI_2 中空穴的迁移率只有～$4cm^2/V\cdot s$，当空穴穿过 1～12mm 厚度时需要 2～50μs，而空穴的寿命只有 1～12μs。所以当厚度大于 1mm 后就会出现电荷收集不全的现象。被俘获电荷的堆积会造成极化，以致使电场分布畸变，进一步影响电荷收集，使能量分辨率变差，甚至不能使用。为解决极化问题，在 HgI_2 材料纯化方面作了大量工作。为解决由于空穴的收集不全对能量分辨率的影响，发展了各种对脉冲信号的处理方法。其原理一种是基于对空穴收集不全进行补偿[12]，另一种是基于只选择靠近负电极产生的那些载流子形成的脉冲，即空穴收集不全受影响最小的位置，表 5.5[13]给出了一个例子。详细情况可参看文献[12～14]。

表 5.5　HgI_2 的能量分辨率

放射源	脉冲处理	分辨率(FWHM,%)	峰∶谷	相对效率*	
				全部	峰
^{137}Cs(662keV)	未处理	10.0	4.0∶1	≡100%	≡100%
	补偿	6.0	8.0∶1	98%	102%
	选择	4.0	15.0∶1	29%	40%
^{133}Ba(356keV)	未处理	10.0	2.4∶1	≡100%	≡100%
	补偿	4.0	7.0∶1	99%	102%
	选择	3.0	17.0∶1	42%	51%
^{60}Co(1.33MeV)	未处理	6.0	1.7∶1	≡100%	≡100%
	补偿	6.0	1.8∶1	93%	120%
	选择	4.0	5.6∶1	28%	45%

* 相对效率是指相对未加处理的情况。

HgI_2 主要用于测量 X 射线或 γ 射线，也可用于测量高能带电粒子，对质子和 α 粒子其能量分辨率为 5～15%。当使用上述的脉冲处理技术后，能量分辨率可望有明显提高。

三、位置灵敏探测器

在许多物理测量工作中，不仅要求测量入射粒子的能谱，而且还要求测量入射粒子的位置(位置灵敏)。由于射线在半导体探测器中形成的电离密度要比在一个大气压的气体中高大约三个量级，并且离子对被限制在直径为～1μm 的柱体内，所以可制成高分辨的位置灵敏探测器。一些实验室已制成了高纯锗 γ 照相机，有的已用于正电子湮没辐射的角关联测量。近来在

X 射线天文学和粒子物理方面受到越来越多的重视，从而促进了半导体位置灵敏探测器的发展。下面介绍一下半导体位置灵敏探测器的工作原理和最新发展。

先看最简单的情况。将一块长条形半导体材料（例如 50mm×5mm）按图 5.12 的方式制成金硅面垒探测器。从探测器的正面金层处（C 端）引出的信号是 α 粒子形成的总电流信号，因而其脉冲幅度反映入射粒子的能量，称为“能量信号”。在半导体的背面做上一层高阻层（10～20kΩ），图 5.12 的斜线部分，在该层的两端加上电压，A 端接地，B 端接电荷灵敏放大器。下面可以看到，B 端输出信号的幅度反映了 α 粒子的位置，称为“位置信号”。

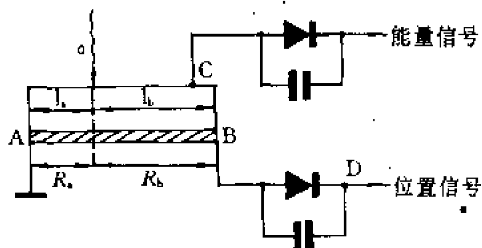


图 5.12 半导体位置灵敏探测器示意图

从图 5.12 可见，α 粒子产生的电流信号，当流经探测器背面时分两路走，一路经过电阻 R_a（即 α 粒子入射点与 A 点之间的电阻）到地，另一路是经过电阻 R_b（即 α 粒子入射点与 B 点之间的电阻）至电极 B，再输入到前置放大器被测量，因为放大器的输入阻抗很低，B 点相当于虚地。从 B 电极输出的电流信号只占总电流信号的一部分，即

$$I_b = \frac{R_a}{R_a + R_b} I_0 \tag{5.31}$$

式中 I_b 是从 B 电极输出的电流，I_0 是 α 粒子产生的总电流。设入射 α 粒子的能量为 E，则在 D 点得到的信号脉冲幅度

$$V_p \propto \frac{R_a}{R_a + R_b} E \tag{5.32}$$

高阻层可以做得很均匀，使得其阻值与长度成正比，因而有：

$$\frac{R_a}{R_a + R_b} = \frac{l_a}{l_a + l_b} \tag{5.33}$$

式中 l_a，l_b 分别为 α 粒子的入射点与 A，B 点的距离。所以从 D 点输出的信号脉冲幅度

$$V_p \propto \frac{l_a}{l_a + l_b} E \tag{5.34}$$

可以反映入射粒子的位置。当半导体和高阻层都很均匀时，空间分辨率可作到 ～250μm。

另一种位置灵敏探测器是“分立型”的，即在一块半导体基片上包括一系列分开的电极带，每个电极带相当于一个探测器。一种硅微带（microstrip）探测器是用离子注入或光刻技术在硅片的一个表面上形成一系列彼此平行的窄带电极。为了得到精密的空间分辨率，带宽可作到 ～10μm。详细的情况可参看文献[15]。为了避免每个电极带均带一套电子学系统，可用一套外接电阻网络把各电极带连接起来。图 5.13 给出了一个例子[16]，这是一个两维的位置灵敏探测器，基体是高纯锗，在上、下两面作成彼此互相垂直的电极

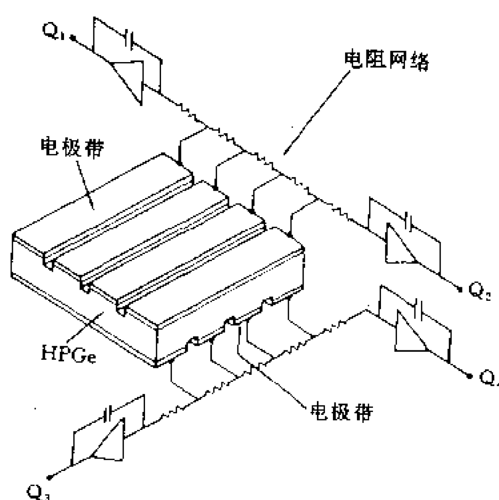


图 5.13 两维位置灵敏探测器

带。x、y 方面的位置信号各通过一组彼此独立的外接电阻网络和两端的电荷灵敏放大器引出。两电荷灵敏放大器的信号之差给出位置信息，信号幅度之和给出能量信息。这种探测器的空间分辨率决定于电极带的宽度。

近年来发展起来了一种新型的位置灵敏探测器，有人把这类探测器称为半导体存储探测器(Memory Detector)。它与传统的半导体探测器不同，带电粒子形成的载流子不是马上漂向两极并立即在极板上产生感应信号，而是把电子存储在探测器内，并使之沿着与硅片平面大体平行的方向进行漂移，从载流子的漂移时间导出位置信息。图 5.14 给出了一种存储探测器—— 硅漂移室的工作原理[17]。在一片 N 型 Si 片的两表面作上 p^+ 接触，从而形成两个耗尽层夹着一个中心未耗尽的区域，然后再将 n^+ 接触注入到 Si 片一面的边上。当加上反向电压后使 Si 片全部达到耗尽。Si 片内部的电位分布成为抛物线形(图 5.14)，沿中心平面电位最低。当电子在某处产生后就会落到位阱的谷中，然后沿电场的纵向分量向 n^+ 极漂移，通过测量漂移时间

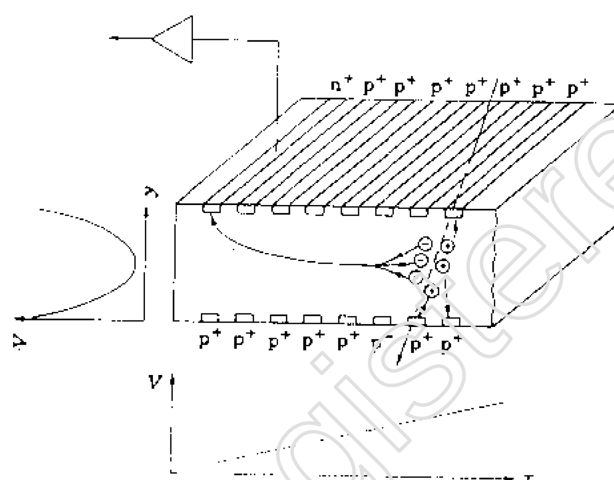


图 5.14　硅漂移室的工作原理

就可以得到位置信息，类似于气体漂移室。这种探测器很大的一个优点是可以大大节省电子学仪器。另一个优点是电子在漂移很长的距离后到达一个尺寸很小的电极，所以其电容比一般的半导体探测器小得多。因而对提高能量分辨率很有利。另一方面，普通的半导体谱仪的计数率不是受载流子的收集时间所限而是受脉冲的成形时间所限，典型的是几十 μs，相应的计数率应在几十 kHz 以下。漂移探测器由于电容很小，相应的成形时间也可小得多，～ 100ns。还应强调的是硅漂移室的漂移(存储) 时间虽然比较长，但其计数率并不受此限制，因为电子向阳极漂移时其电荷受到特殊的电极结构所屏蔽，不影响阳极信号的处理，所以硅漂移室允许的计数率要比普通的半导体谱仪高几十倍。而其定时的精度可达 $\lesssim$ 1ns，位置分辨可达几 μm[20]。存储探测器的主要缺点是电极结构比一般的探测器要复杂得多，因而价格也要贵得多。

另一种存储型的半导体探测器是基于电荷耦合装置(Charge-Coupled Device，CCD)。在 Si 片上制成许多两维的小位阱，每个位阱覆盖几平方微米。一个芯片上包括几万个单元。当射线在其中产生载流子后，电子被陷入这些位阱中，当这些电子从一个位阱向另一个连续移动直到读出电极时，这些电荷的信息被读出。详细描述请参看文献[18,19]。这种仪器的位置分辨可望好于 2μm，但其计数率很有限。

关于存储探测器的评述请参看文献[20]。

习　题

1. 一块单晶硅，其电阻率 $\rho=1000\Omega\cdot cm$，加上电压后能否构成一个探测器？一块绝缘体呢？说明理由。

2. 推导公式(5.10a)和(5.10b)。

3. 一个金硅面垒探测器的 $\rho=2000\Omega\cdot cm$，外加偏压 $V=100V$，求灵敏区厚度 d。

4. 用金硅面垒探测器(设硅材料的电阻率为 $\rho=2000\Omega\cdot cm$)测 ^{210}Po 的 α 粒子能谱($E_\alpha=5.3MeV$)，如果开始时外加偏压为零，这时有脉冲信号吗？然后逐渐增高偏压，这时观测到 α 粒子的脉冲幅度有何变化？当偏压足够高以后，再增加偏压时，α 脉冲幅度还变化吗？为什么？能量分辨率有无变化？试讨论从实验上决定一个合适的偏压的方法。

5. 计算金硅面垒探测器的结电容，设其 $\phi=20mm$，$\rho=100\Omega\cdot cm$，$V=100V$。

6. 一个金硅面垒探测器的 FWHM=2keV，求它的等效噪声电荷。

7. 用 Ge(Li)探头测量 $E_\gamma=1MeV$ 的 γ 射线，由于电子空穴对的统计涨落引起的能量展宽是多少？$F=0.13$，$w=2.96eV$。

8. 比较用 Si 材料和用 Ge 材料做成的探测器试分析因电子空穴对的涨落对分辨率的影响。如果除了统计涨落以外，所有其他因素对谱线宽度的贡献为 5keV，那么对 Si 和 Ge 来说，探测多大能量的粒子，才会形成 20keV 的线宽？

9. 一个同轴 HPGe 探测器，其长度 $l=5cm$，外径 $b=5cm$，P 芯直径 $a=0.8cm$，计算它的电容 C。

参 考 文 献

[1] 清华大学电子工程系，工业自动化系合编，晶体管电路，第一册，科学出版社，16－19页，1973年。

[2] Glenn F. knoll, Radiation Detection and Measurement, Second Edition, John Wiley & Son Inc., 1989, p, 338; p, 394.

[3] G、伯托利尼等著，金羌等译，半导体探测器，原子能出版社，第270页，1975年。

[4] 陈恒良等，原子能科学技术，2，118(1977)。

[5] EG & G ORTEC 91/92, Detectors & Instruments for Nuclear Spectroscopy, p.p. 1－7.

[6] J. M. Marler, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-21 (1) 287 (1974).

[7] J. Lim, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS－28 (2) 1548 (1981).

[8] C. L. Britton, et al., IEEE Trans, Nucl. Sci. NS-31 (1), 455 (1984).

[9] C. Scharager, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27 (1) 276 (1980).

[10] G. Entine, et al., Nucl. Instr. and Meth., A283 282 (1989).

[11] Jan S. Iwanczyk, Nucl. Instr. and Meth. A283 208 (1989).

[12] Vern M. Gerrish, et al., Nucl. Instr. and Meth. A283 220 (1989)

[13] A. Beyerle, et al., Nucl. Instr. and Meth. A242 443 (1986).

[14] P. Olnos, et al., Nucl. Instr. and Meth. A299 45 (1990).

[15] B. Hyams, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 205 99 (1983).

[16] M. S. Gerber, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci, NS-24 (1) 182 (1977).

[17] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 230 (1987).

[18] R. Bailey, et al., Nucl. Instr. and Meth. A213 201 (1983).

[19] R. Klanner, Nucl. Instr, and Meth. A235 209 (1985).

[20] P. Rehak, Nucl. Instr. and Meth. A289 410 (1990).

脉冲探测器性能小结

一、探测器的基本性能

脉冲探测器除了前面三章讲过的三种常用探测器以外还有许多种，在第六章中还要作些介绍。在这三种常见的探测器中，每一种又包含许多不同的类型，因此初学者总觉得头绪纷纭难以掌握。实际上，在核物理、核技术应用和核能利用等方面的工作中，要测量的最基本的物理量概括起来不外乎是射线强度、能量以及射线之间的时间关系，有时还需要知道射线经过的空间位置。探测器的基本性能指标与测量这些量的精确度紧密相连，即探测器的效率，能量分辨率，时间分辨率和位置分辨率等。通过分析各种探测器信号的形成过程和输出脉冲的形状有助于了解和掌握各种探测器的特性。

单个粒子（带电粒子或 γ 光子等）射到探测器的灵敏体积内就有可能形成一个可以记录的信号，形成信号的概率就是探测效率。输出脉冲信号的幅度、前沿、宽度等直接影响到探测器的能量分辨率和时间特性。实际测量时总是有许多粒子连续不断地进入探测器，只要这些粒子形成的脉冲信号可以彼此分开，就可以把它们当成单个粒子处理。探测器工作在这种方式称为脉冲工作方式。探测器也可以是电流工作方式，即测量大量粒子产生的平均电流。剂量的测量、反应堆的控制等使用的探测器主要运用这种方式。工作在脉冲方式的探测器称为脉冲型探测器，它比电流型的使用更为普遍，这主要是因为它有两个优点：(1)灵敏度高，一般地说它能够探测的射线强度的下限比电流型探测器要低得多（决定于本底）。(2)可给出更多的信息，例如能量、时间等信息。

二、探测器的效率

1. 影响效率的几个因素

分析从辐射源发出射线到被记录下来的过程，可以看出影响探测效率的因素有以下 4 个方面：

(1)*几何条件*。 只有对着探测器的灵敏体积发射的那个立体角内的射线才有可能被记录（不考虑散射影响）。

(2)*物质减弱因子*。 射线从放射源发出往往要穿过源的包装材料、空气、探测器的外壳等才能到达灵敏区。射线在这些物质中的减弱程度，α 射线特别严重，β 射线需要考虑，而 γ 射线和中子则往往可以忽略。

(3)*作用概率*。 射线到达灵敏体积后与探测介质发生相互作用。如果是带电粒子，它可以直接激发或电离探测介质从而形成电信号或光信号。如果是 γ 射线或中子，首先要在探测介质中形成次级带电粒子，然后再使探测介质激发或电离。探测介质的材料和尺寸不同，产生次级带电粒子的概率也不同，因而探测效率也不同。探测介质的原子序数越高，所含材料越多，探测 γ 射线的效率也就越高。例如，尺寸相同的 CsI(Tl)比 NaI(Tl)闪烁体探测 γ 射线的效率高。NaI 的平均原子序数与 Ge 相同，由于 NaI 可以作成大体积，所以对比活度很低的 γ 放射源的测量（要求有高的探测效率和大面积）都是用 NaI(Tl)闪烁探测器。

(4)*记录效率*。 在探测元件中形成了信号以后并不一定能被记录下来。例如，对电信号

形成的脉冲必须高于记录系统的甄别阈，而甄别阈的高低又与探测器的噪声有关。还有由于探测器存在死时间会损失一部分计数。此外，有时只作有选择的测量，例如，只测 γ 射线产生的全能峰下面的计数等等。测量条件的不同，各种因素的影响也不同，例如，测量低能粒子时，探测器的噪声影响比较大，测量高强度辐射源时探测器的分辨时间又可能成为主要问题。

2. 几种效率定义

探测效率可以分为两大类：即源探测效率和本征探测效率。源探测效率的定义是：

$$\varepsilon_s = \frac{\text{记录的脉冲数}}{\text{放射源发射的粒子数(或}\gamma\text{光子数)}}$$

有的书上把源探测效率称为绝对探测效率。它是由上面提到的 4 个因素决定的，即不仅仅决定于探测器而且与几何条件有关。为了更好地描述探测器本身的性能常用本征探测效率或本征效率，它的定义是：

$$\varepsilon_{in} = \frac{\text{记录的脉冲数}}{\text{射到探测器灵敏体积内的粒子数(或}\gamma\text{光子数)}}$$

显然，本征效率与源和探测器之间的几何条件无关。对于各向同性的放射源，且当物质减弱因子可忽略时两种探测效率之间有以下关系：

$$\varepsilon_s = \varepsilon_{in} \cdot \Omega/4\pi$$

其中，Ω 是探测器的灵敏体积对源所张的立体角。

探测效率也可以按记录事件的性质分，如果记录从探头输出的全部脉冲，称为总效率。当测量 γ 射线强度时，为了去掉在周围物体上散射引起的计数和噪声的干扰，往往只记录全能峰对应的计数，这时的探测效率称为峰探测效率，它也可以分为源峰探测效率 ε_{sp} 和本征峰探测效率 ε_{inp}，它们的定义是

$$\varepsilon_{sp} = \frac{\text{全能峰内的计数}}{\text{放射源发射的}\gamma\text{光子数}}$$

$$\varepsilon_{inp} = \frac{\text{全能峰内的计数}}{\text{射到探测器灵敏体积内的}\gamma\text{光子数}}$$

同样 $\varepsilon_{sp} = \varepsilon_{inp} \cdot \Omega/4\pi$

探测器的总效率和峰效率之间的关系可以用峰总比 R 连系起来。

$$R = \frac{\varepsilon_{sp}}{\varepsilon_s} = \frac{\varepsilon_{inp}}{\varepsilon_{in}} = \frac{\text{全能峰内的计数}}{\text{全谱内的计数}}$$

三、探测器的输出信号

1. 输出回路时间常数的影响

带电粒子与气体探测器或半导体探测器的探测介质作用后形成电子离子对或电子空穴对，在电场作用下载流子分别向两极漂移，漂移的过程中在两个电极上形成感应电流，感应电流流经输出回路时形成输出信号。闪烁探测器的信号最后也是通过输出回路输出。输出回路可以等效为一个电阻 R 和一个电容 C 的并联，其时间常数就是 R 与 C 的乘积。输出信号的形状直接受 RC 的影响，下面分别讨论两种极端情况。

(1)$RC \ll t_c$ t_c 是探测器内的电荷收集时间。在这种条件下流经负载电阻 R 的电流基本上等于流经探头内部的瞬时电流 $i(t)$，见图 1(a)。所形成的输出电压信号 $V(t)$ 接近于探头内部的电流脉冲形状，见图 1(b)，这种工作状态称为电流引出，输出的脉冲信号称为电流脉冲。

(2)$RC \gg t_c$　在这种工作条件下，流经探头的电流向电容 C 充电的过程中从负载电阻 R 中漏掉的电荷可以忽略，当充电结束时电压达到极大值 V_{max}。$V_{max}=Q/C$，Q 是电容 C 上所充的电荷，也就是在探测器灵敏体积中形成的总电荷。当充电结束后，通过 R 放电，电压逐渐恢复到零，见图 1(c)，这种工作状态称为电压引出，输出的电压信号称为电压脉冲。

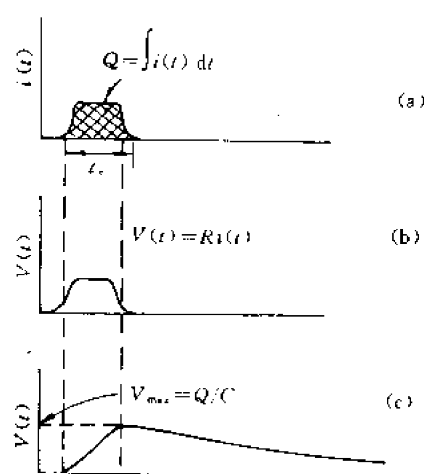


图1　输出脉冲信号形状与 RC 的关系
(a) 流经探头内部的电流脉冲
(b) 当 $RC \ll t_c$ 时的输出电压脉冲
(c) 当 $RC \gg t_c$ 时的输出电压脉冲

2. 输出脉冲形状对探测器性能的影响

(1) 输出脉冲的上升时间决定着探测器的时间特性。一般地说，探测器输出脉冲的上升时间越短，时间特性就越好，用它确定发生某一核事件的时刻也就越准。有关定时特性的问题在第七章和核电子学课程中还要进一步讨论。

电流脉冲的上升时间由探头内部瞬时电流的上升时间决定，这是该种探测器输出脉冲最短的上升时间，所以当需要引出快定时信号时往往采用电流输出。电压脉冲的上升时间由探测器中电荷收集时间决定，显然要比电流脉冲的上升时间长得多。

(2) 输出脉冲的宽度在一定条件下决定着探测器的分辨时间。所谓探测器的分辨时间是指能区分开的两个核事件相距最短的时间间隔。当一个核事件被记录以后输出一个脉冲，设脉冲宽度为 τ，如果第二个核事件到来时刻比第一个晚 t，当 $t<\tau$ 时显然第二个核事件不能给出新的计数。当 $t>\tau$ 时，如果探测器是灵敏的则会被记录，若探测器不灵敏，例如正好是 G-M 管的死时间，也不会被记录。设探测器的死时间为 t_D，只有当 $t>t_D$ 时才可能被记录。可见当 $\tau>t_D$ 时探测器的分辨时间由输出脉冲的宽度决定，当 $\tau<t_D$ 时探测器的分辨时间由探测器的死时间决定。

电流脉冲的宽度约等于探头内电荷的收集时间 t_c，电压脉冲的宽度由输出回路的时间常数 RC 决定，而 $RC \gg t_c$。为了使电压脉冲的幅度能达到极大值而宽度又不太宽，一般取 RC 为上升时间的几倍。

各种探测器的电荷收集时间，即电压脉冲的上升时间和分辨时间的数量级见表 1。

表1　各种探测器的电荷收集时间和分辨时间概况

	探测器	电荷收集时间(s)	分辨时间*(s)
气体探测器	电子电离室	$\sim 10^{-6}$	$10^{-4} \sim 10^{-6}$
	正比计数管	$\sim 10^{-6}$	10^{-5}
	G-M 计数管	$\sim 10^{-6}$	10^{-4}
半导体探测器	PN 结半导体探测器	$10^{-8} \sim 10^{-9}$	$10^{-7} \sim 10^{-8}$
	锂漂移探测器	$10^{-7} \sim 10^{-8}$	$10^{-6} \sim 10^{-7}$
闪烁探测器	无机闪烁探测器	$10^{-5} \sim 10^{-7}$	$10^{-4} \sim 10^{-6}$
	有机闪烁探测器	10^{-9}	10^{-8}

* 这里讨论对探测器计数的影响，当用于给出时间信息时，可以更短。详细讨论可参见第七章。

(3) 输出电压脉冲幅度的涨落影响探测器的能量分辨率。探测器用于测量射线能谱时称为谱仪。一般工作在 $RC \gg t_c$ 的条件下，输出电压的幅度为 $V_{max} = Q/C$，通常 C 是固定的，所以 V_{max} 正比于 Q，因而正比于射线在探测器的灵敏体积中损失的能量。测量脉冲幅度分布，即脉冲高度谱可以得到带电粒子的能谱。当电容 C 随探测器的工作条件变化时，例如半导体探测器的情况，应使用电荷灵敏前置放大器，即通过测量射线产生的电荷量来测量射线的能量。下面讨论影响谱仪能量分辨率的各种因素。

四、脉冲幅度谱和能量分辨率

1. 能量分辨率

用谱仪测量能量为 E_0 的带电粒子可以得到如图 2 所示的谱线。设谱线半高度处的全宽度 FWHM $= \Delta E$，一般用

$$\eta = \frac{\Delta E}{E_0}$$

代表谱仪的能量分辨率。影响谱仪分辨率的主要因素是：

(1) 在谱仪灵敏体积中产生的载流子数目的统计涨落。设相应的能量展宽为 ΔE_1；

(2) 探测器和电子学系统的噪声，设相应的能量展宽为 ΔE_2；

(3) 电子学系统的不稳定性。设相应的展宽为 ΔE_3。

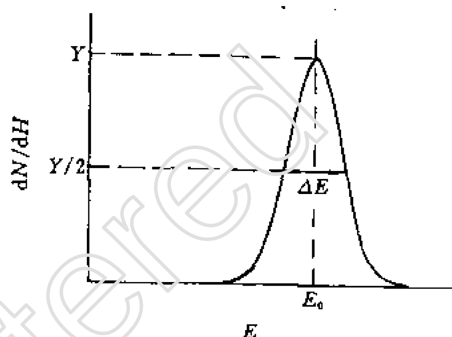


图 2　探测器分辨率的定义

下面分别进行讨论：

①ΔE_1 由射线和探测器的性质决定，有时把它称为本征分辨率。它决定了探测器可能达到的能量分辨率的下限。设

$$\eta_1 = \frac{\Delta E_1}{E_0}$$

从前几章的讲述可知：

$$\eta_1 = 2.36\sqrt{\frac{F}{N}} = 2.36\sqrt{\frac{Fw}{E_0}}$$

其中，F 是法诺因子，N 是灵敏体积中产生的总电荷数，w 是平均电离能。这里可以得到两点重要结论：①$\eta_1 \propto w^{1/2}$。例如在半导体材料中的 $w \simeq 3\text{eV}$，而气体中的 $w \simeq 30\text{eV}$。如果不考虑法诺因子的差别和其他因素对谱线展宽的贡献则半导体探测器的能量分辨率要比气体探测器好 $\sqrt{10}$ 倍。根据这一关系式可以估算出：如用半导体探测器测量某种射线的能量分辨率为 1%，那末对气体探测器它的能量分辨率大约为 3%。②$\eta_1 \propto E_0^{-1/2}$。即测量的射线能量越高，探测器的能量分辨率越好。例如，用 NaI(Tl) 谱仪测 ^{137}Cs 的 0.662MeV 的 γ 射线的能量分辨率大约为 8%，当同样条件下测 ^{55}Fe 的 5.9keV 的 K-X 射线的能量分辨率只有约 50%。

② 流过探测器灵敏体积的漏电流和前置放大器的噪声都是随机性的，都会引起谱线的展宽。尤其对于测量的能量信号很小的情况(低能射线)，必须予以足够的重视。

③ 电子学系统的不稳定性，包括放大器增益的不稳，多道分析器道宽或道阈的漂移，高压

电源不稳等都会使谱仪的能量分辨率变差，测量能谱用的电子学线路的指标必须与探头的能量分辨率相适应。

对于各种谱仪和不同的测量条件还可能有其他一些因素引起谱线展宽，这里就不一一讨论了。

以上几种引起谱线展宽的因素基本上是互相独立的，它们引起谱线总的展宽为

$$\Delta E^2 = \sum_i \Delta E_i^2 \qquad i = 1,2,3\cdots$$

2. 脉冲幅度谱

随着谱仪能量分辨率的提高，ΔE 越来越小，单一能量的带电粒子谱就是一个很窄很尖锐的峰，因此能区分开的能量差也就越来越小。图 3 给出了 ^{234}U 的 α 粒子能谱图。图 3(a) 是发射谱，图 3(b) 是用闪烁探测器测的，图 3(c) 是用半导体探测器测的。

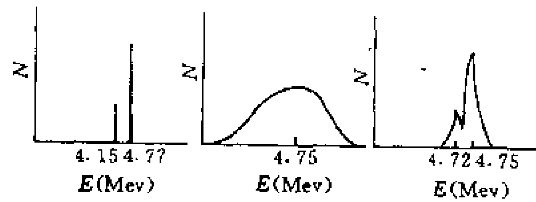


图 3　^{234}U 的 α 粒子能谱图
(a) 发射谱 (b) 闪烁探测器测量的
(c) 半导体探测器测量的

五、计数条件的选择与计数曲线

正确地选择探测器的工作条件，可以提高探测器探测效率的稳定性。

1. 计数器甄别阈的确定

上面讲到的脉冲幅度谱又称为微分脉冲幅度谱．见图 4(a)。脉冲幅度高于某值的计数率与脉冲幅度的关系称为积分脉冲幅度谱。见图 4(b)。当探测器只用于计数时，了解射线形成的微分谱或积分谱，有助于选定探测器的甄别阈。从图 4 可以看出，当计数器的甄别阈选在 H_1 附

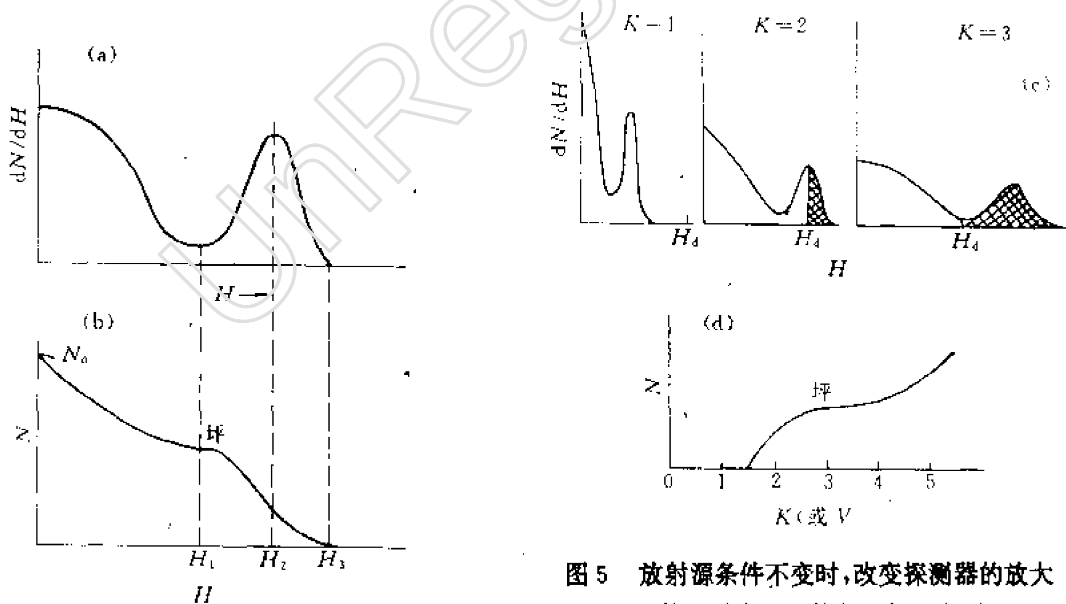


图 4　脉冲幅度谱与甄别阈的选定
(a) 微分谱 (b) 积分谱

图 5　放射源条件不变时，改变探测器的放大倍数所形成的计数曲线的示意图
(a)、(b)、(c) 代表放大倍数 $K = 1,2,3$ 时的微分脉冲幅度谱，
(d) 代表计数曲线。

近，即微分谱的谷区或积分谱的平坦区（坪区），甄别阈的不稳定性对探测器的效率影响最小，这就是应当选用的甄别阈。

2. 计数曲线和工作电压的确定

图 5 中的(a)、(b)、(c) 分别代表探测器的放大倍数 $K=1,2,3$ 时测得某个放射源的微分脉冲幅度谱。放射源不变，脉冲幅度超过一定甄别阈 H_d 的脉冲数 N 与 K 的关系曲线如图 5(d) 所示。对于 G-M 计数管或闪烁计数器，当增加工作电压 V 时就相当于增加了放大倍数。虽然 V 与 K 不是线性关系但仍可以得到一个类似于图 5(d) 的 N 与 V 的关系曲线，这个曲线称为计数曲线。所以计数曲线可以看成是当放射源的条件不变时，通过改变探测器的放大倍数所形成的超过甄别阈 H_d 的计数率与放大倍数的关系曲线。曲线变化比较平坦的区域称为坪。坪实际上对应着工作电压刚好使甄别阈处在微分脉冲幅度谱的谷区。显然探测器的工作电压选在坪区时探测器的计数性能最稳定。

计数曲线不但与计数器的工作电压有关，有时还和射线的能谱有关，例如用闪烁计数器测 α 射线时就和测 β 射线时的计数曲线形状不同。当微分谱根本不存在谷区时，当然也就找不到坪区。这时工作电压可选在计数曲线斜率较小的区域。G-M 计数管的输出脉冲幅度与射线的种类和能量无关，它输出脉冲的微分谱总是一个单峰，所以总有坪区存在。

第六章　其它探测器

前面三章较详细地阐述了低能核物理中最常用的气体探测器、闪烁计数器和半导体探测器。除此以外的探测器还有很多种。本章介绍较常用的几种:径迹探测器、切伦科夫计数器、多丝正比室及热释光剂量探测元件。其中径迹探测器包括核乳胶、固体径迹探测器、云雾室、气泡室、火花室等。它们都是通过直接记录粒子走过的径迹图象的探测器。根据径迹的粗细、稀密、长度、径迹弯曲程度和径迹的数量分布等,获得粒子的各种信息。

云室是最早发展的一种径迹探测器。1897 年,英国物理学家威尔逊在研究过饱和蒸汽凝结液滴的过程中,发现了离子能成为液滴的冷凝中心。在具备一定的条件时,蒸汽能围绕冷凝中心凝结并增长到可见的大小。到了 1904 年威尔逊便成功地制成了膨胀式云室,后来人们称它为威尔逊云室。与威尔逊云室原理一样的还有扩散云室。都是在云室内设法使某种蒸汽处于过饱和状态,当有带电粒子进入,即形成可见的径迹,差别只是得到过饱和蒸汽的方法不同。云室在早期核物理和基本粒子物理中起了重要作用,如正电子、μ 子等是在云室中首先发现的。以后由于核乳胶、气泡室以及径迹探测器的发展,云室除了在宇宙线研究中还使用外,基本上已不使用,因此不作单独叙述。

本章介绍的探测器大多用于高能物理实验,但其中有些探测器对低能放射性粒子的探测也是重要的,其发展是值得注意的。因此,我们一并加以简要介绍。

第一节　原子核乳胶

核乳胶类似于普通的照相底片乳胶。利用照相乳胶进行核辐射探测[1~2][9][15],早在 19 世纪末就已经开始了。当时所制成的乳胶片只是作为剂量测量元件用来记录大量射线的总效应。后来,随着核物理研究发展的需要,到 1948 年出现了一种特殊的乳胶即原子核乳胶,它能记录一定能量范围的单个带电粒子的径迹。

原子核乳胶是径迹探测器中应用很广的一种。作为粒子探测器,它既能应用于低能范围,又能应用于高能范围。它不但能清楚地记录单个带电粒子的径迹,而且能够根据径迹的长短,弯曲和颗粒稀密程度来鉴定带电粒子的性质及测量它的动能,同时还可用来研究高能入射粒子与乳胶中的原子核的相互作用。

一、原子核乳胶的作用原理

带电粒子射入乳胶后,和乳胶的主要成分溴化银晶粒发生作用,不断地损失能量,并使溴化银分解成溴原子和银原子。在一定条件下,某些银原子会陆续汇集在一起形成银原子的集团。而十个左右银原子组成的集团就能形成可以显影的核心,即潜影。经过化学显影处理后,显影核心的晶粒还原成黑色的银颗粒,这些被还原了的银颗粒,就把带电粒子的径迹显示出来,即为各种粒子在核乳胶中的径迹相片。

利用化学显影法,使溴化银晶粒还原为银颗粒,首要的条件是在晶粒中有潜影存在。潜影

在显影过程中起催化作用，它能使晶粒中的溴化银还原成银粒；没有它，溴化银就不能被还原。乳胶经过显影后，没有潜影的晶粒，即未被还原的溴化银晶粒，可以用定影液溶解掉。因此，显影和定影的结果，在乳胶中就只留下被还原了的黑色银粒，由它们组成了带电粒子的径迹。由此可见，要使带电粒子形成径迹，就必须使它在溴化银晶粒中尽可能地形成潜影。

形成潜影的概率与入射粒子的电离本领有关。潜影形成的理论，最初是由莫特和葛尔尼(Mott & Gurney)在1938年提出的，它解释了光灵敏的乳胶，而原子核乳胶中带电粒子所形成的潜影与光灵敏乳胶中所发生的情况基本上是一样的。因此，这理论的基本原则同样可用来解释带电粒子形成潜影的过程。

按莫特和葛尔尼的理论，潜影的形成分为二个阶段。第一阶段，简单地说，就是电子的产生和俘获，以及空穴的形成。可用图6.1(a)所示的溴化银晶体结构示意图来说明。

当带电粒子穿过AgBr晶粒时，在晶粒中消耗的能量ϵ使Br^-中处在满带中的电子跃到导带上成为自由电子，即$Br^-+\epsilon=Br+e^-$。电子在AgBr晶粒中运动，一直到这个电子遇到陷阱而被停住。陷阱有各种来源，其主要来源是晶粒表面上的过剩原子。而晶体的缺陷以及其它杂质也能成为陷阱。电子陷阱的多少决定于制造溴化银晶粒的工艺过程。电子陷阱在形成潜影的过程中起十分重要的作用。在电子运动的同时，失掉电子的Br^-离子变成中性Br原子，它很容易在晶格中移动并离开原来位置，这样就在Br原来的位置上形成一个正空穴。

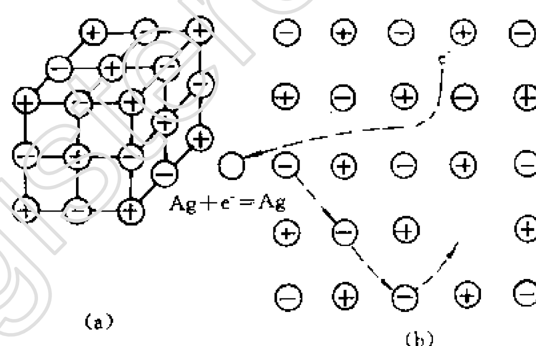


图6.1　潜影形成原理

(a)溴化银晶格结构示意图。(b)潜影形成示意图。

○——过剩银原子，⊕——Ag^+，⊖——Br^-，

－－－→自由电子运动，－·－·→空穴运动

第二阶段，简单地说，就是电子被俘获并发生Ag^+离子中和的现象，即$Ag^++e^-=Ag$，并使银原子汇集。如图6.1(b)中虚线所示，在电子被俘获的地方，Br^-离子被排斥而逐个向正空穴移动，其结果使在电子被俘获处的周围只留下Ag^+。这时，Ag^+离子可能被带负电陷阱(即Ag^-)吸引而还原。还原后的银原子本身又成为电子陷阱。如果此时还有多余的电子进入这些陷阱，则又能使附近的银离子还原。如此反复，就形成了银原子的汇集，这就是潜影。完成上述两阶段的速度是有差别的，完成第一阶段的时间要比完成第二阶段的时间短得多。因此，在形成潜影之前，自由电子就可能全部被俘获，而不能使银原子继续汇集。这两个阶段在时间上的差别越大，使银原子汇集的可能性就越小。由于在晶体中电子陷阱是很多的，因此，在某处形成10个左右银原子组成的集合体的可能性仍相当大。如果粒子的电离损失产生足够大量电子，那末，就有可能在某处积累足够的银原子而形成潜影。一般说来，带电粒子在晶粒中形成潜影的概率是比较低的，为了得到有效径迹，必须使AgBr有足够高的浓度。普通的乳胶之所以不能用于记录单个粒子，其原因就是浓度太低。

从以上过程可以看到，形成潜影的概率与产生的电子数有关，也就是与电离本领有关。而电离本领是决定于粒子的电荷和速度，这就提供了用原子核乳胶来鉴定粒子性质的可能性。

二、原子核乳胶的特性

带电粒子的理想探测方法，不但要能够探测单个粒子的存在，而且要能够鉴定粒子的特性，如确定它的电荷、质量、能量和动量等。因此，我们对原子核乳胶的主要要求是：①任何带电粒子都能在其中产生径迹；②本底必须减至最小的程度，使径迹清晰而明显；③不同性质粒子的径迹必须有不同的形状，以便鉴定，为了满足以上要求，在制造核乳胶时，需采取相应措施。

表征乳胶的基本参量是：① 乳胶中溴化银浓度 c；② 溴化银晶粒的平均直径 d；③ 溴化银晶粒对带电粒子的灵敏度 P。P 定义为带电粒子通过晶粒时，在该晶体中产生潜影的概率。它与带电粒子在晶粒中损失的能量、晶粒大小、过剩的银原子以及制造的工艺过程有关。带电粒子的电离损失随能量的增大而下降，乳胶的灵敏度也随能量增大而减小，达到某一能量后，径迹就无法与雾状本底区分。因此，乳胶灵敏度也用这一极限的最大能量(MeV)来表示。表 6.1 列出几种国产核乳胶的种类和特性。其它型号的有载铀、载硼、载锂等核乳胶，它们都有一定的适用范围。表 6.2 给出英国 Ilford 各种核乳胶的灵敏度。国产核乳胶核 3 的性能基本上与 C_2 相似，核 4 的性能基本上与 G_5 相似。核 4、核 5 灵敏度较高。

表 6.1　几种国产核乳胶的种类和特性

型　　号	主要特性
核 0	只对裂变碎片重离子灵敏。
核 2	对 α 粒子灵敏，可记录 10MeV 以下的质子。
核 3	记录 α 粒子及 50MeV 以下质子。
核 4	对相对论粒子灵敏。
核 5	对相对论粒子灵敏，比核 4 灵敏度高。

表 6.2　Ilford 各种乳胶的灵敏度

型号 / 粒子	D_1	E_1	C_2	B_2	G_5	K_5	L_4
电　子	—	—	0.03	0.07	所有能量	所有能量	所有能量
μ子	—	2	5.5	0.14	所有能量	所有能量	所有能量
质　子	—	20	50	120	所有能量	所有能量	所有能量
氘　核	—	40	100	240	所有能量	所有能量	所有能量
α粒子	低能	500	1500	所有能量	所有能量	所有能量	所有能量
核裂片	所有能量	所有能量	所有能量	所有能量	所有能量	所有能量	所有能量

核乳胶的三个基本参量之间存在着一定的关系。苏联物理学家日丹诺夫(жданов)证明，在一个粒子的径迹上，平均晶粒密度$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x}$由下列公式决定

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x}=\frac{3cP}{2\rho d} \tag{6.1}$$

式中，ρ 为溴化银的密度；P 近似地与 d^3 成正比。从(6.1)式可知，如果在实验上要求$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x}$有一定的数值，除了增加 c 以外，对颗粒直径 d 的选择也是十分重要的。如果 d 太小，$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x}$ 也小；d

太大，则要利用颗粒密度来判断粒子的性质就比较困难。为此，必须根据具体物理任务来选择适当的原子核乳胶，使灵敏度合适。记录电离本领低的粒子，最好用晶粒较大的乳胶，否则由于灵敏度太低而探测不到；记录电离本领大的粒子，最好用晶粒小的乳胶。

在实验上，核乳胶的总灵敏度常常用一定能量的质子在乳胶中的径迹的颗粒密度作尺度。核乳胶的灵敏度与受辐照时乳胶的温度有关。在极低的温度下，乳胶甚至完全不灵敏。它随温度增加而达到一个最大值，而后随温度增加而下降。在最大值处的温度是照射乳胶的理想温度。此外，灵敏度随贮藏时间的增长而下降，且与贮藏时温度有关。温度越高，灵敏度下降越快。因此，未照射的乳胶不能放置很久。为了延长放置的时间，必须保存于低温处。

综上可见，原子核乳胶有以下优点：

(1) 核乳胶为固体介质，阻止本领大，可以用来有效地记录高能粒子。

(2) 连续灵敏，适宜于宇宙线的研究，并可以较长时间连续照射而不会改变其灵敏度。照射时间的长短，取决于潜影衰退的快慢。

(3) 组成径迹的银颗粒极为微小，故空间分辨本领非常高。

(4) 设备简单，价格便宜，重量轻，尺寸小，对高空宇宙线的研究特别有价值。

原子核乳胶的缺点：

(1) 在显影、定影及干燥过程中，乳胶有胀缩现象，造成径迹畸变，使测量射程和多次散射的精确度受到一定的影响。

(2) 乳胶成分复杂，分析高能核作用比较困难。

(3) 在强磁感应强度下(2T)，径迹不能弯曲到可以测量的程度，因此，不能从曲率来求得动量和粒子所带电荷的正负。

(4) 潜影形成后有衰退现象，因此，照射后不能搁置很久，需要很快显影。

乳胶的基本成分是能使光及带电粒子“感光”的银盐颗粒及胶质两部分。银盐颗粒就是对带电粒子灵敏的极小的晶体，它是乳胶主要成分。胶质使银盐颗粒均匀分布并形成永久性的悬浮状态。胶质主要是骨胶、明胶等原料，必须十分均匀和纯净。各国所制造的核乳胶的成分基本上是相同的。一般情况下原子核乳胶是涂在 1.25 ～ 1.40mm 厚的玻璃板上，乳胶层的厚度一般为 25 ～ 600μm，但也可以作得更厚或更薄。

原子核乳胶处理方法与普通照相底片相似，要经过显影、制止、定影、水洗、浸泡甘油、凉干及清洁等过程。

三、原子核乳胶的应用

核乳胶的主要应用有：

1. 在核物理工作中的应用

由于核乳胶的径迹很细，空间分辨率很高，用它作探测器的磁谱仪，能量分辨率可达万分之一。另外，核乳胶还用于快中子能谱的测量，核反应截面的测量以及研究不稳定粒子的特性等。

2. 在宇宙线和高能物理研究中的应用

宇宙线和高能物理研究中，乳胶是重要的工具。近年来虽有其它各种径迹探测器陆续出现，但乳胶仍是空间分辨最高的探测器。当前它主要用于新粒子的探索和超高能现象的研究。

应用于高能物理的核乳胶，必须是高灵敏乳胶。因为高能粒子的电离本领小、射程大，故需

要增加乳胶的灵敏度，同时也要增加乳胶的体积。由于乳胶片不能做得太厚，增加体积只能采用"乳胶迭"的方法。乳胶迭是由几片或几十片厚400～600μm的脱底乳胶一层层地迭合而成。或者在它们之间插入重金属吸收片做成乳胶室。高能粒子从一层乳胶中穿透到另外一层，用显微镜观测，在这相邻两层的相对位置上可以找到它的径迹。乳胶迭体积常为1～10L，大的也有由600μm厚的乳胶片制成的100L的乳胶迭。

3. 核乳胶在其它方面的应用

在生物学、医学、农业等方面的研究中，广泛应用放射性同位素作示踪剂。为了探测在所研究的样品中放射性同位素的分布状况，可以用放射自显影的办法。利用放射性同位素所放出的射线使胶片感光，感光后的胶片经过显影、定影处理，在胶片上就会呈现出黑色银粒所形成的深浅不同的图样，显示出同位素分布状况。

核乳胶还可用于放射性矿床的研究与勘查。将放射性矿石磨光，压在乳胶上进行放射自显影，可以对矿床成因、构造等方面进行研究。核乳胶还可用于中子照相术及作个人中子剂量计等。

第二节　固体径迹探测器

固体径迹探测器是60年代初发展起来的。最简单的固体径迹探测器就是一片透明的固体，如云母、玻璃或塑料。它被重带电粒子照射以后，经化学药剂浸蚀，在固体表面层就显出粒子的径迹，用光学显微镜即可观测。这种探测器具有经济、简便等优点，它的应用范围正日益扩大。

固体径迹探测器的材料，按现有情况可分三类。一类是非结晶物质，如各种玻璃、金属和陶瓷等。另一类是结晶物质，如云母、石英、氯化银及氟化锂等。还有一类是聚合物，如聚碳酸酯、硝化纤维、醋酸纤维等。

观察重带电粒子在固体径迹探测器中留下的径迹，一种是用电子显微镜直接观察；另一种是将固体径迹探测器进行处理，使粒子在探测器中产生的损伤痕迹扩大到可用光学显微镜来观察。在许多实际工作中，对透明物体的显影大多采用化学浸蚀方法，因为它经济简便，不需要暗室，在明亮的环境里就可以进行。对于非透明物体，可以经过类似处理后，在表面上喷涂一层金属膜，再用反射式的光学显微镜来观测。

一、固体径迹探测器的工作原理[3~6]

当重带电粒子射入固体径迹探测器时，在粒子穿过的路径上会产生辐射损伤。即原来的物质分子被破坏，化学键被打断，形成许多分子碎块、位移原子和原子空穴等，这种辐射损伤区域的直径约几个nm，只有用电子显微镜才能观察到。当把这种辐射损伤的材料用化学方法腐蚀，即进行蚀刻时，由于受损伤物质的固体结构发生变化并具有较强的化学活动性，因而在化学药剂（即蚀刻剂）中能以较快的速度产生蚀坑，把径迹显示出来。当径迹扩大到微米数量级以上时，就可用光学显微镜观察了。以上过程称为蚀刻，蚀坑就是蚀刻出来的径迹。图6.2表示许多片固体径迹探测器材料迭加起来，在粒子穿过的路程上蚀刻出一连串蚀坑所组成的粒子径迹。

关于形成径迹的机制，看法尚不统一，有待进一步研究。目前认为离子爆炸脉冲机制是比较成功的，它能够较好地解释无机晶体和有机聚合物中辐射损伤径迹的形成。带电粒子入射到

固体径迹探测器中，使其轨迹附近的原子爆发式地突然电离，形成带静电的不稳定区域，其中的离子相互排斥，纷纷离开原位而进入间隙位置，造成原子空位和填隙离子，通过弹性弛豫，在粒子经过的路径附近，受应力区域扩大，使未受损伤区域也发生相应的应变，由此形成辐射损伤径迹，这就是离子爆炸脉冲机制的简要过程。

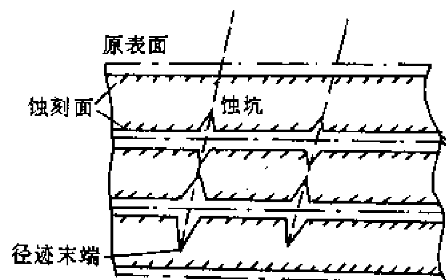


图 6.2　硝化纤维膜上形成的 α 径迹

二、固体径迹探测器的特性

固体径迹探测器的特点是具有阈特性。虽然入射到固体径迹探测器中的各种带电粒子都会对材料产生辐射损伤，但有的损伤能蚀刻出径迹，有的就不能蚀刻出径迹。只有辐射损伤密度达到某一数值（阈值）时，蚀刻剂才能以较快的速度与损伤物质反应而出现蚀坑。如果损伤较轻，辐射损伤密度达不到阈值，就蚀刻不出径迹来。实验表明，不同的物质材料具有不同的阈值，而与粒子的种类无关，如图 6.3 虚线所示。图 6.3 中的实线表示各种重带电粒子在探测器材料中的辐射损伤密度与粒子速度的关系。由图 6.3 可知，硝酸纤维是探测质子和 α 粒子最灵敏的探测器材料。聚碳酸酯不能记录质子，只能记录 α 粒子和更重的粒子。云母可记录比氖更重的粒子；陨石矿物比云母的阈值还要高。

各种固体径迹探测器都因存在阈特性而对一些轻粒子不灵敏，这是它很重要的特性之一。β、γ 和 X 射线在各种材料中的辐射损伤密度都低于阈值，故所有固体径迹探测器都不能记录这些射线。

在实际使用时可以根据各种材料的阈值来选择合适的探测材料，使它在记录所需要的粒子时排除掉本底辐射。因此，固体径迹探测器能克服强本底干扰。由图 6.3 可以看出，由探测器材料的阈值，还可以确定被记录粒子电荷数的下限。譬如，有一种粒子在云母中能形成可以蚀刻的迹径，则这种粒子的电荷数至少应等于氖的电荷数。

用化学浸蚀法显影时，探测器的效率与入射粒子的方向有关。这是它的另一特点。对于辐

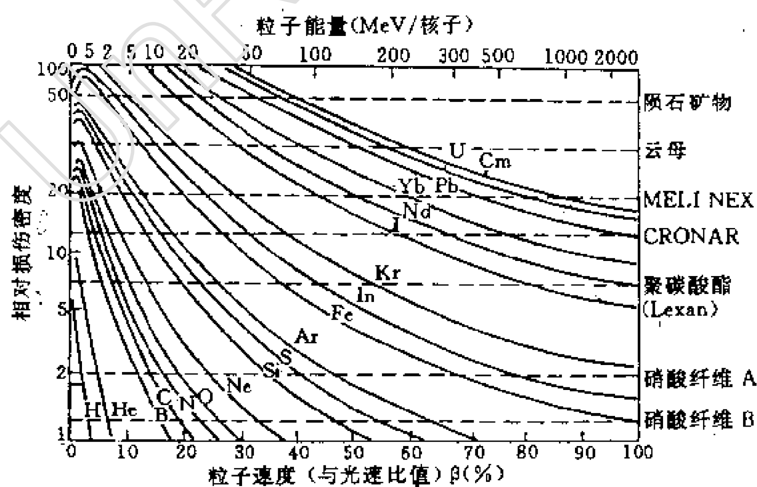


图 6.3　带电粒子在电介质中造成的损伤密度与入射粒子能量的关系

射损伤密度大于阈值的入射粒子，如果它的入射方向与固体径迹探测器表面的夹角即入射角小于某一角度 θ_C 值，则经蚀刻后粒子的径迹仍显示不出来。这是因为在蚀刻过程中，蚀刻剂与固体径迹探测器同时发生两种作用：一种作用是蚀刻剂与辐射损伤物质的反应沿径迹的走向有一个蚀刻速度，另一作用是蚀刻剂在垂直于固体材料表面的方向也以一定的速度腐蚀探测器的表面。如果沿径迹的走向蚀刻速度在垂直于表面方向的投影大于固体材料表面的腐蚀速度，则蚀刻后就能显示出径迹，否则在蚀刻过程中这些径迹就会丢失。因此，每种固体径迹探测器对入射粒子都有一个临界的入射角 θ_C，称为临界角。如果入射角 $\theta<\theta_C$，蚀刻后不能显示出径迹。只有当入射角 $\theta>\theta_C$ 时，蚀刻后才能显示出径迹。所以，临界角 θ_C 是决定入射粒子的径迹能否显示出来的一个因素。不同物质的临界角 θ_C 是不一样的。例如，对钠玻璃，$\theta_C\approx30°$；硅玻璃，$\theta_C\approx17°$；磷玻璃 $\theta_C\approx8°$。有时要得到高的记录效率，可预先限定入射粒子方向。

当用天然物质作固体径迹探测器时，存在本底径迹。本底径迹的主要来源有以下几方面：含铀杂质的自发裂变；宇宙线长期照射引起的裂变；物质结构的缺陷等。为了消除本底影响，可以用预蚀法来处理探测器，就是预先将本底径迹显影到一定大小，等到受粒子照射后，再重新显影，这样就能使观察粒子的径迹与本底径迹有明显差别。

三、固体径迹探测器的优缺点

固体径迹探测器突出的优点是：①经济简便。若用化学浸蚀法显影，则它在各种探测器中是最经济简便的，不需要暗室等条件；②由于各种材料具有各自的阈值，可在轻粒子和 γ 本底下进行重粒子的研究；③记录稳定性高，一般不受温度、湿度等环境的影响，记录时不需要供电系统；④可以长期保存径迹，不象原子核乳胶有潜影衰退的问题，因此，不受低通量、低计数率的限制。对低计数率的粒子，可加长照射时间，而对高通量、高计数率的粒子也不会有漏失现象。此外，在天然物质材料中还能得到古代产生的重带电粒子的径迹。

固体径迹探测器的主要缺点是观察工作较繁重，用显微镜测量径迹和处理数据速度慢。不过，近年来已研制成功了固体径迹电视自动扫描和火花自动计数器，实现了径迹观测自动化。另外，对轻粒子不灵敏，限制了它的应用范围。

四、固体径迹探测器的应用

1. 在裂变物理方面的应用

首先可用来进行自发裂变的研究。其次可用于强 α 放射性核的裂变截面的测量工作。另外，在用于带电粒子引起裂变的研究时，既可以测量截面，还可以测量裂变碎片的角分布，而且几乎可以在 0～180°范围内得到数据。这是其它探测器很难做到的。

2. 在中子通量及剂量测定方面的应用

在探测器上覆盖不同的裂变物质，可以用来进行热中子及快中子通量或剂量的测量。由于它对 γ 射线及其它轻粒子不灵敏，所以，可用于反应堆或临界装置内部中子通量密度的测量。

3. 带电粒子引起核反应方面的应用

由于它是对轻粒子不灵敏的探测器，因此，可以避免入射粒子束的干扰。特别是在轻粒子引起的核反应中，研究较重的反应产物是极为有利的。

4. 在其它方面的应用

在天体物理中，应用于测量宇宙线中的原子核成分。利用陨石和月球岩石数亿年以来记录的辐射损伤径迹，研究宇宙线的成分。寻找古代和现今可能存在的超重核和磁单极子等。近来在铀矿勘查方面也有很大发展。其它在生物医学和地质年代测定方面也有它的应用。

总之，固体径迹探测器是正在发展中的探测器，其应用的范围必定会越来越广。

第三节　气　泡　室

1952年美国物理学家格莱塞尔(D. A. Glaser)在研究过热液体汽化的过程中发现，用带电粒子照射亚稳态的过热液体时，能使过热液体立刻沸腾。之后，进一步在试验中得到了宇宙线中的带电粒子穿过过热液体时形成的径迹照片。原来，在过热液体中，由带电粒子所产生的离子集合体能作为汽化中心而形成气泡。在粒子经过的路上所产生的一系列气泡就构成了带电粒子的径迹。利用这种原理制成的探测器，叫做气泡室。它和云室正相反，云室是利用过冷蒸汽的不稳定性来产生液滴，而气泡室却是利用过热液体的不稳定性来产生气泡。

气泡室出现后，很快得到实验物理学家的重视，经过不断努力，使气泡室发展很快，为高能物理的研究开辟了道路。随着现代科学技术和高能加速器的飞速发展，气泡室技术也在不断地发展。最初，气泡室只有拇指大小，现代气泡室的体积最大的已达几十立方米，其控制设备和投资不亚于一个中小型的加速器。近几年来，还发展了径迹灵敏靶、快速循环气泡室、鱼眼光学以及太空间恒定超导磁体等技术，使气泡室在高能物理研究中继续保持显著的地位。

一、气泡室径迹形成的初步理论

在气泡室中形成带电粒子径迹的首要条件是液体必须处于过热状态。当带电粒子穿过过热液体时，与液体分子作用而消耗能量，并产生一定数量的离子。邻近的离子汇聚在一起形成离子集团并成为汽化中心，围绕着汽化中心逐渐形成极小的气泡即所谓"胚胎"气泡。在适当条件下，"胚胎"气泡能增大到看得见的大小，从而组成可见的带电粒子径迹。

对"胚胎"气泡的形成和"胚胎"气泡在什么条件下能成长到可见大小的问题，目前都只有初步看法，无肯定结论。从气泡在液体中的稳定性出发，可以作如下讨论。

当气泡内不带有电荷时，作用在气泡表面上的力有三种，即：①饱和蒸汽压 P_r，此力的方向是使气泡增大，其大小决定于液体的温度；②液体的静压力 P，其方向使气泡缩小；③表面张力$\frac{2\tau}{\gamma}$，τ 为决定于温度的表面张力系数，γ 为气泡半径，此力的方向使气泡缩小。据此，液体中气泡的平衡条件为

$$P_r = P + \frac{2\tau}{\gamma} \tag{6.2}$$

$$\gamma_C = \frac{2\tau}{P_r - P} \tag{6.3}$$

γ_C 称为气泡的临界半径。

假定液体是过热的，即 $P_r - P > 0$，气泡的平衡状态就被破坏而变得不稳定。如果气泡的半径 $\gamma > \gamma_C$，则 $P_r > P + \frac{2\tau}{\gamma}$，这时气泡就会增大。反之，若 $\gamma < \gamma_C$，则 $P_r < P + \frac{2\tau}{\gamma}$，此时，气泡就会缩小，直到消失。此外，当 $(P_r - P)$ 不太大时，γ_C 就比较大。这样，气泡半径 γ 就不易达到

γ_C，故形成气泡的概率很小。气泡半径 γ 就很容易超过 γ_C，这样气泡室就会很快出现许多小气泡 而形成"雾"，甚至会沸腾起来。为了达到正常的工作条件，必须适当选择过热程度($P_r - P$)的值。

如果在气泡内带有电荷，则作用于气泡上的还有静电力。因此，具体的气泡是增大还是缩小，还决定于它的电荷数。以上这种看法尚有待进一步研究。

二、气泡室的构造

气泡室作为探测器，就要求有足够大的尺寸，并且能耐高压。气泡室从构造上可分两大类，即常温气泡室和低温气泡室。常温气泡室的工作温度与室温相差不大，如丙烷(C_3H_8)气泡室，氟利昂气泡室等。低温气泡室的工作温度极低，例如氢气泡室，氦气泡室等。在技术上，常温气泡室要比低温气泡室容易得多，它没有低温、安全装置、压紧密封等比较困难的技术问题。但从气泡室的工作过程、它的结构以及各部分的功能来看，它们的差别是不大的。气泡室的结构包括室本体、照明照相系统、膨胀压缩系统、热调节系统、自动控制系统，磁场和安全设备等。但对于不同的工作液体，这些部分的具体要求是有差别的。图 6.4 是一个典型的大型氢气泡室的结构图。

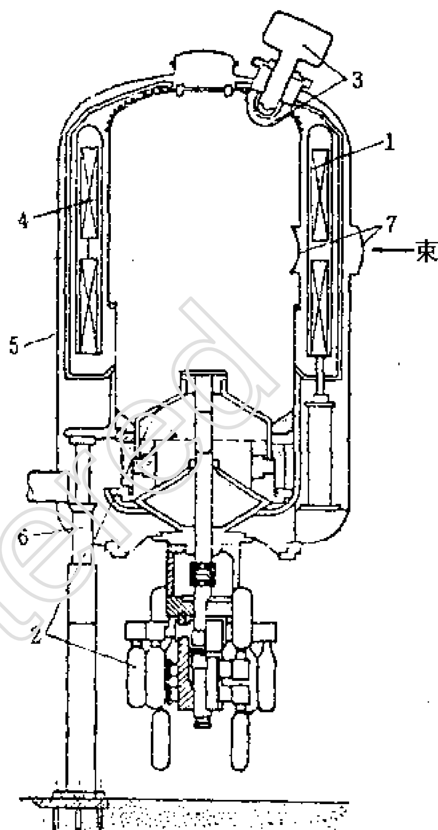


图 6.4 大型氢气泡室结构原理图

1——室容器；2——活塞；
3——照相机和"鱼眼窗"4——超导体；
5——真空罐；6——支撑；7——束流窗

气泡室的工作过程是：先将充了工作液体的气泡室加热至工作温度，通过室外的驱动装置一般用绝热膨胀法，使液体达到过热状态，当粒子射入气泡室，形成"胚胎"气泡，待气泡长成可见大小时，闪光照相，将粒子径迹拍摄下来。整个工作过程由专门设备自动控制。

三、气泡室的特性和径迹测量

气泡室内径迹质量的好坏，与室的工作性能有关，如灵敏度、灵敏时间、气泡成长速度和工作循环时间有关。

灵敏度：带电粒子穿过气泡室内液体单位长度上的气泡数。对不同的工作液体，灵敏度与工作条件的选择有关。

灵敏时间：能使带电粒子形成径迹的那段时间。它与室的清洁度、光洁度、液体纯度和室内工作条件有关。对于玻璃室，灵敏时间可达一分钟以上，而对金属室，灵敏度仅 10^{-3}s 数量级。

气泡成长时间：带电粒子进入气泡室至闪光拍照所需延迟的时间。它取决于气泡成长速度，也就是主要取决于液体的过热度。多数气泡室的气泡成长时间选取在(0.5～4)ms 范围。

工作循环时间：气泡室从膨胀开始至恢复到膨胀前的状态所需时间。它与膨胀速度，充气速度，室的构造和大小等因素有关。大多数气泡室的循环时间是几百毫秒到几秒，快循环气泡

室可达几十毫秒。

气泡室实验的所有基本数据都是从照相底片上获得，径迹测量早期是手动，60年代发展成自动，目前已发展为既能自动扫描寻找事例，又能自动对事例进行精密测量。

现代高能物理实验特点之一是统计量大。对气泡室实验要提高统计量，就要提高尽可能多的照片产额，通常一个实验照片产额多达十几万、几十万、甚至几千万张。显然，在很短的实验周期内处理如此大量的照片，只有靠自动化仪器和快速电子计算机才能完成测量任务。目前的自动测量仪，都是由阴极射线管和电子计算机构成的。

四、气泡室的应用

目前气泡室只用于对高能加速粒子的研究，可以探测各种类型的高能粒子(如 $p,n,\pi,\gamma,K^{+},\overline{P},\mu^{\pm},e^{\pm},\nu$ 等)与气泡室中原子核的相互作用以及它们本身的衰变性质，特别是用来寻找新的基本粒子更为有效。我国高能物理学工作者，曾利用丙烷气泡室在高能质子加速器上发现了 $\overline{\Sigma}$ 超子。

利用气泡室进行高能物理研究的范围很广，而且已经作出大量的物理工作。例如，在强相互作用方面，利用气泡室做实验物理工作是比较广泛的。随着高能 μ 子和中微子 γ 束的产生、大型气泡室及其它大型探测器的发展，弱相互作用的研究也已大量展开。

第四节 火花放电室

火花放电室简称火花室[8,9][16]，它在高能物理、宇宙线研究和加速器实验工作中都广泛应用。它也是一种径迹探测器。1959年日本物理学家首先研究了这种探测器。在60年代火花室发展得很迅速，它的性能和质量都有很大的改进。其突出优点是有良好的时间分辨本领和一定的空间分辨本领。20多年来，它在高能物理的实验中起了重要的作用。

一、火花放电室的工作原理

火花室通常是由几块平行金属板(或圆筒)组成的，平行板之间有良好的绝缘。在板极之间充以惰性气体，例如Ne、He、Ar或它们的混合气体等。当带电粒子穿过火花室时，在粒子经过的地方形成了离子对。假如此时立即在每相邻二极加上很高的脉冲电压，则在粒子通过的地方，电离电子雪崩式地倍增形成了由正离子组成的导电通道，从而在高电压作用下，在该处就产生了火花放电。各个板极之间的火花就组成了入射粒子的径迹，如图6.5所示。

关于火花放电的形成过程简单描述如下：

带电粒子在火花室中产生原电离后，这些原始电子在强电场作用下向阳极漂移，并获得很大的能量。正离子向阴极漂移，但速度却比电子慢得多。当电场足够大时，电子在向阳极漂移的过程中，产生了雪崩式的离子增殖。增殖的电子数目与火花室的电场强度、工作气体及其压力的大小有关。

由于电子漂移速度比离子漂移速度大得多，故经雪崩后在增殖区形成一个由离子组成的锥体。如图6.6，在靠近阳极一端锥体球形区是电子云，锥体靠近阴极端是密集的正离子。

由于锥体内存在大量的空间电荷，锥体附近的电场分布发生变化。空间电荷的电场和外场的方向相反，其结果使总的电场减弱。随着雪崩电子数的增加，空间电荷的影响就越严重。当

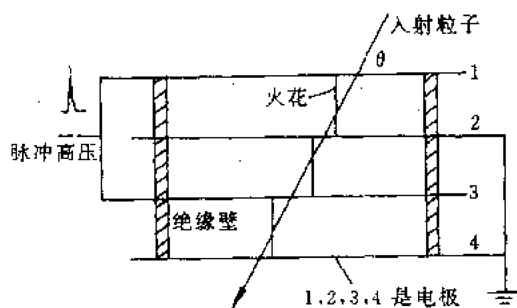


图 6.5　火花放电室示意图

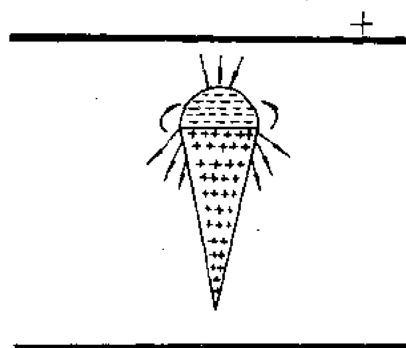


图 6.6　雪崩离子堆

雪崩电子数达 10^6 时，空间电荷的影响就会使雪崩的速度减慢。而当雪崩电子数达 10^8 时，正离子和电子复合所发出的大量光子就会在雪崩锥周围的气体中打出许多光电子，光电子在电场作用下再次引起雪崩。由于光电子距原锥体不远，故这种雪崩锥体的轴很靠近第一次雪崩锥体的轴。这样，相同的过程继续重复，结果就使得正离子密集的锥体向阴极伸长，如图 6.7 所示。最后，在二电极之间形成一条高度电离的导电通路。并沿着这条导电通路产生火花放电。由上述过程可知，火花放电实际上是光子-光电子引起离子增殖的结果。

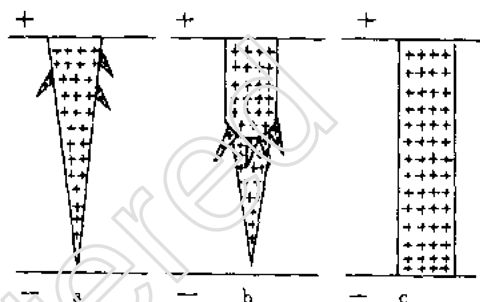


图 6.7　火花放电过程示意

通常火花室的火花放电，都是沿着外电场方向（垂直于电极的方向）发生。但实验表明在一定条件下，即高压脉冲的前沿很陡（$\leqslant 10^{-8}$s），幅度很大，且入射粒子倾斜地通过火花室。倾斜角 $\theta \leqslant 35°$ 时，则火花放电将沿入射粒子的方向发生。

二、火花放电室的结构

火花室按结构形状，可分为平行板型和圆筒型两类。图 6.8 是一种常用的多板火花室的示意图，它由若干对电极组成。电极间气隙一般为 3～10mm，电极间由透明绝缘材料的框子隔开。各电极与绝缘框之间用胶质密封。

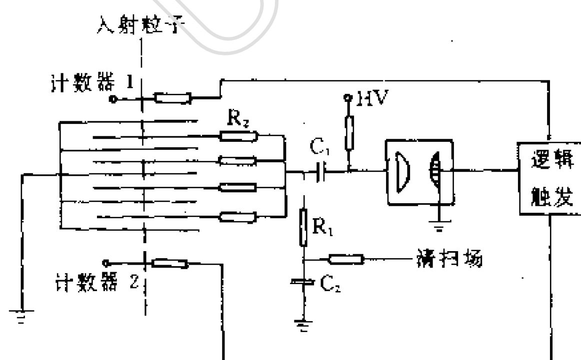


图 6.8　多板火花室示意图

平行板火花室在结构上必须尽可能避免电极的边缘放电。另外，各电极间要严格地保持平行。

圆筒型火花室的电极由若干同心圆筒一个套一个地组成。各电极间用透明绝缘圆环隔开。

火花室的电极材料有钢、铁、铅、铜、铝等金属，有时也用涂有导电层的玻璃或导电液体。

由互相垂直的两个金属丝平面组成

电极的火花室称丝火花室。发生火花时，在带电粒子径迹附近的丝极上出现瞬时电流，这样得到的是电信号，可以用计算机来进行数据分析，测出径迹位置。记录火花径迹还可以用立体照相，利用火花本身的亮度使高灵敏度底片感光，记录火花的空间位置。另外，用录音法也可决定火花位置。产生火花放电时，由火花中心放出一定速度的冲击波。因此在放电间隙的边缘放上压电式微音器，就能记录冲击波而给出信号。假如微音器之间距离已知，则从测量冲击波在两个微音器产生信号之间的时间差，便能决定火花的位置。

三、火花放电室的特性及应用

火花室的性能参量，主要是记录效率、时间分辨和空间分辨等。

1. 记录效率

当带电粒子通过火花室时，如果记录效率为 100%，则指所有放电间隙都会产生火花放电。但实际上由于工作条件的不同，并非所有间隙都能放电，而是有一定的涨落。假如火花室有 N 个放电间隙，而多次平均的结果有 n 个间隙放电，则记录效率 $\epsilon=\frac{n}{N}$。记录效率 ϵ 与电极间所加的脉冲电压 V 有密切的关系，图 6.9 即为 ϵ 和 V 的关系曲线。可见，曲线有个"坪区"，它决定了火花室工作的电压范围。

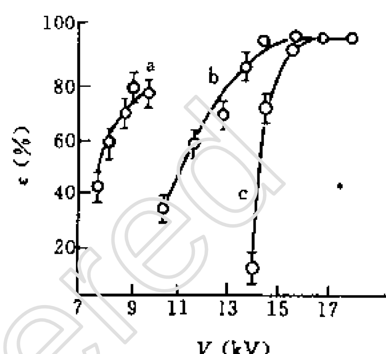


图 6.9 不同气体(Ar)压力下效率 ϵ 和电压 V 的关系
图中曲线 a、b、c 相应的气压为 23.7、50.7、64.5kPa。

记录效率 ϵ 也与高压脉冲的陡度有关，它随陡度的减小而下降。记录效率 ϵ 又与工作气体的种类和压力有关。火花的形成是由于电离电子在强电场的作用下，经过电子雪崩而发生的，所以火花形成的概率与入射粒子在工作气体中产生的原电离有关。原电离愈多，形成火花的概率也愈大。气体中有负电性气体的杂质时效率会降低，如室中漏入空气或水，都会使效率下降。

2. 时间分辨

当火花室工作在强粒子束流中时，要求把与待测事件无关的粒子所产生的电离电子尽快地移去。火花室的分辨时间就是指能达到这个要求的最小时间间隔。为了达到所要求的分辨时间，可在室内气隙间加低的直流电压，即清扫电场，或在工作气体中加入少量的负电性气体。用以上两种方法，可使火花室的分辨时间达到 10^{-7}s。

3. 空间分辨

在火花室中，由火花组成的粒子径迹，实际上并不是严格地成一条直线，在每相邻两间隔内会出现有规则的方向相反的小位移。这种现象发生的原因是因为火花放电主要由离阴极较近的电离电子引起的。

火花径迹与入射粒子的偏离跟脉冲高压的延迟时间有关，即从粒子射入到加上高压的间隔时间。在这段延迟时间里，电离电子从径迹处向外扩散，从而使火花径迹与入射粒子径迹之间产生偏离。显然延迟时间越大，偏离也越大。多板火花室的空间分辨约 1mm 左右，丝火花室的空间分辨约为 100μm。

多板火花室的主要优点是建造简单，造价便宜，可以造得很大，往往都是几米的大小。它适

合于做弱相互作用实验和其他稀有事例的实验。电子中微子与 μ 子中微子不同就是利用火花室得出的结果。目前火花室都用来寻找自由夸克和其他新粒子，并用来研究作用截面很小的中微子的性质。火花室是可以触发的，所以除了用于加速器上外，在宇宙线实验中用得也很多。

四、流光室

流光室是 60 年代开始出现的一种径迹探测器。它是继火花室之后发展起来的。主要用在高能物理实验中。

流光室工作在火花放电的雪崩形成阶段。由火花放电形成过程的讨论可知，当雪崩电子数达 10^8 时，正离子和电子复合所放出的大量光子就会在雪崩锥周围的气体中打出许多光电子，光电子在电场作用下再次引起雪崩，这些新的雪崩迅速发展成一串雪崩，并从雪崩中发射出很强的光，这就形成流光阶段。流光形成的时间很短，一般为 10ns。也就是在流光室上所加的高压脉冲很窄，使雪崩发展到流光阶段即停止。如果流光阶段再继续发展，最后就发生火花放电了。

当入射粒子通过流光室时，在粒子经过的路径上产生电离效应，气体放大，直至流光形成。粒子径迹就由一排流光点显示出来。通过照相或录相就能把入射粒子径迹记录下来。这种粒子径迹是一个十分清楚的直观图象。

流光室适合于对多粒子的复杂事例的研究，并可以选择感兴趣的事例。它能比较精确的测量粒子的动量。测量动量的相对误差可小于 1%。整个测量系统能承受较强的入射粒子束流。这对研究一些稀有事例是有利的。但流光室相对于计数器实验来说，获取数据的速度是比较慢的。

流光室在实际应用中需有多种其它探测器配合使用。通常如闪烁探测器、切伦科夫探测器、多丝正比室和漂移室，以及磁铁等构成一个流光室谱仪，并且还须配专用计算机。所以在高能物理实验中流光室谱仪是一个比较复杂的实验装置。

第五节　多丝正比室

多丝正比室是 60 年代后期发展起来的一种探测器。用这种探测器探测带电粒子具有探测效率高、空间分辨和时间分辨好等优点，在高能加速器的物理实验中被广泛地应用，在低能物理实验、医学、天文学及生物学等方面的应用正在逐渐扩大。

一、多丝正比室的工作原理

多丝正比室的结构原理如图 6.10 所示。阳极是由一些平行的等距离的金属丝组成，固定在绝缘框架上，并安置在两阴极平面之间。室的上下两端面用强度很高的薄膜作窗密封起来，室内通以工作气体，两侧有进气口和出气口。工作时阳极丝和阴极之间加直流高压，阳极丝和电子学电路相接。脉冲信号从阳极丝上取出后，经过放大、甄别及逻辑电路

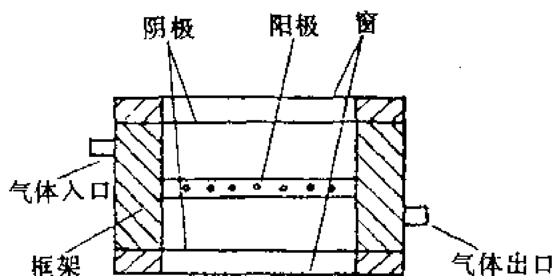


图 6.10　多丝正比室单元结构原理

后送到计算机进行数据处理。

1. 气体放大现象

带电粒子穿过正比室时，原电离产生的初始电场作用下，将向邻近的阳极丝漂移。在漂移过程中，由于电场加速，电子获得能量，并不断和气体分子发生碰撞，引起离子增殖，即所谓气体放大。

要使电子在自由路程上获得足以产生电离碰撞的能量，就要求电场强度至少大于10^4V/cm。与圆柱形正比计数器类似，电场分布是不均匀的。若阳极丝的直径为d，丝间距为S，丝平面到阴极的距离为L，在$d \ll S$的情况下，在丝的附近，场的分布可以近似地认为以$1/\gamma$规律变化。γ是离丝的距离。因此，当初始电子进入丝周围的高电场区，到达某一γ_C时，电子在一个自由路程上由电场获得的能量足以使气体分子电离，形成离子增殖。

电子和气体分子发生电离碰撞的平均自由程与气体的性质、电场强度及气体压力有关。例如，对氩气，工作气压为101325Pa(一个大气压)，阳极丝附近电场强度为10^5V/cm，其平均自由程是$1 \sim 2\mu m$；要达到一定的气体放大，约需要$10 \sim 20$个平均自由程。所以，实际上气体倍增过程发生在阳极丝周围一个很小的区域。在其他区域内电子只是向阳极漂移。

2. 脉冲形成

多丝正比室的脉冲形成与圆柱形正比计数管一样，入射带电粒子，原电离产生的离子对，对脉冲的贡献是十分微小的，脉冲主要是由气体放大后产生的大量离子对的运动贡献的。增殖后的离子对集中在靠近阳极丝表面狭小的区域内，因此，相对地电子脉冲是很小的，主要是离子脉冲。由于阳极丝附近的电场很强，$E \simeq 10^5$V/cm，离开丝极后又迅速减弱，因此，正离子的漂移速度起先很快，以后迅速减缓，相应的电压脉冲就有快速上升的前沿，但随着正离子远离阳极丝而缓慢上升，其波形如图6.11所示。这样，若每根阳极丝都接各自的放大器，则可根据那根丝上的信号定出射线通过室的位置。当正比室工作在正比区，且射线垂直于中心丝平面入射时，丝极上输出信号的幅度与射线在阳极周围损失的能量成正比。

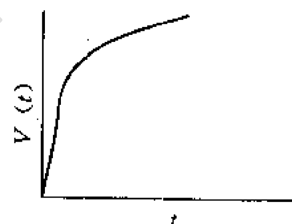


图 6.11 多丝正比室的脉冲形成

二、多丝正比室的结构

多丝正比室的单元结构如图6.10所示。在正比室中，阳极一般处于零电位，并且由阳极丝引出信号。阳极丝表面是强电场区，所以，丝的表面要求很光滑，否则会引起尖端放电使正比室不能正常工作。通常阳极丝是用镀金钨丝或不锈钢丝做成。另外，阳极丝附近的电场以$1/\gamma$规律变化，阳极丝的圆截面直接影响丝表面的电场，因此，要求阳极丝的直径粗细很均匀。

正比室的阴极一般加负高压。阴极有栅形、网形和薄膜电极等几种形式。栅形的可用镀金钼丝按等间距排列。网形阴极可用铜铍合金丝或铝尼龙丝编织。薄膜电极用铝膜或用镀铝的聚脂薄膜。框架材料一般用环氧树脂玻璃纤维板，因为它有适当的绝缘性能及较好的机械强度。

在多丝正比室的结构中，很重要的一点是要求室内任何一点的电场都不能高于阳极丝周围的电场，即不存在易击穿的地方。所以，在制造时，除了要求电极上无任何毛刺、尖端和清洁外，对边缘电场一般应采取一定措施。

1. 在丝通过绝缘框架的端部用保护条，结构如图6.12

在离阳极丝 1 ～ 0.5mm 处加一片厚约 0.5mm 的铜片凸出框架 3 ～ 5mm，铜片接地。保护条的作用可以削弱阳极与框架间的电场梯度，避免丝由于收集表面漏电流而引起的放电或假计数。有保护条也使室的灵敏区有明显的边缘。

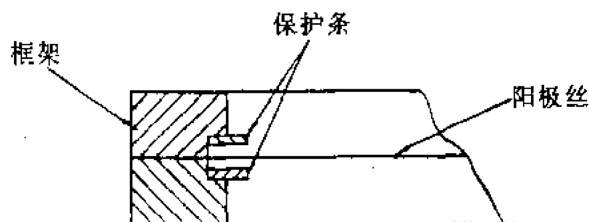


图 6.12　保护条

2. 在阳极丝平面的边缘用较粗的丝以降低边缘电场

在实际应用中，正比室的结构要根据物理要求来定，对丝距 S，气隙 L 的选择和加工精度都有不同要求。工作气体也是根据物理实验的需要来选择。原则上，一般用于正比计数管的气体都可以用作多丝正比室的工作气体。在高能物理实验中常用氩 - 二氧化碳、氩 - 异丁烷的混合气体作工作气体。

三、多丝正比室的主要性能和应用

多丝正比室对入射粒子是连续灵敏的，有快计数的能力，一般可达每秒 10^6。探测带电粒子的效率最高可达 99.9%。探测效率是指带电粒子通过探测器时，被仪器记录的概率，显然与带电粒子在工作气体中的原比电离，粒子穿过探测器的有效长度以及记录系统的灵敏度等有关。

多丝正比室的空间分辨率可达毫米量级。射线束的位置的精度是由信号丝的位置来确定。当射线斜向入射时，输出信号丝的数目增加，使空间分辨变差。

多丝正比室的时间分辨一般是几十纳秒。粒子通过正比室与正比室输出的信号到达逻辑系统之间延迟的最大晃动时间称为正比室的分辨时间。分辨时间与丝距、工作气体和高压有关。对一个充氩 80%、异丁烷 20% 的正比室，在不同丝距时其分辨时间 τ 就不同。例如，$L = 7\text{mm}$，$S = 3\text{mm}$，高压 600V 时，$\tau = 32\text{ns}$，而在 $S = 2\text{mm}$，高压 5500V 时，$\tau = 24\text{ns}$。

多丝正比室的应用很广泛，例如可以用来测定次级粒子束的空间分布。在高能加速器上出射次级粒子束的时间短、流量高，用一般的探针计数器测量既费时间又不准确，用正比室和配套的记录系统能绘出束流形状瞬时分布，从而能较快地调整束流。由于正比室空间分辨本领好，用它来代替闪烁探测器做 γ 照相，能提高成像的清晰度。正比室还可以做描迹仪，对径迹位置测定的精度高。其它如天文学、生物、医学和晶体结构的研究方面的应用近年来有很大进展。

四、漂移室

漂移室是在 70 年代初期出现的新型探测器，它是在多丝正比室基础上发展起来的，在高能物理实验中已被广泛应用。

漂移室的工作原理是基于入射粒子在气体中的电离效应，电离电子在阳极丝附近的强电场作用下产生气体放大，因而在阳极丝上出现输出信号。

设粒子入射到室的时刻 t_0，阳极接受到电子产生脉冲的时间为 t，阳极的座标为 x_0，则粒子的位置可给出：

$$x = x_0 + \int_{t_0}^{t} W\mathrm{d}t \qquad (6.4)$$

式中 W 为电子漂移速度。W 在均匀场中近似为常数 $W = W_0$ 则

$$x = x_0 + (t - t_0)W_0 \tag{6.5}$$

因此可以测定时间 t 来定出径迹的位置。一般情况下 W 是气体电场函数，对一个室，首先必须测量它的 W，在实验上往往是测空间 - 时间关系曲线，给出 $x = x(t)$ 求出 $W = \frac{dx}{dt}$。

漂移室的结构，最常见的有多丝漂移室、均匀电场漂移室和可调电场漂移室等。多丝漂移室结构上非常类似于常规的多丝正比室。阴极丝与阳极丝的方向互相垂直，阴极加有固定的负高压。图 6.13 为其结构示意图。

它与多丝正比室相比较，明显的差别是漂移室中加进了电位丝，也就是在阳极丝之间加进一根粗丝，粗丝处于阴极电位。这根粗丝叫电位丝，它的作用是调整漂移室内的电场，有利于漂移速度保持均匀。但多丝漂移室对电场没有采取特殊的成形措施，所以结构比较简单，运转也方便，用得比较多。它的空间分辨可做到 0.3mm 左右。对空间分辨要求高的工作，则用可调电场漂移室。它的空间分辨可做到 0.1mm 或更小。但结构较复杂，运转条件和加工要求都比较严格。

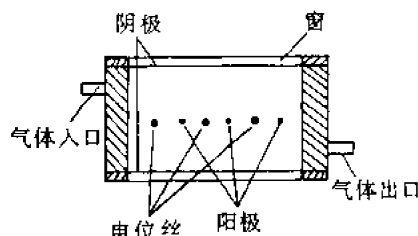


图 6.13　漂移室结构示意图

另外，为了解决各种具体问题，可以做成特殊类型的漂移室。如低气压漂移室、高密度漂移室、球形漂移室和闪烁漂移室等。漂移室的优点有：

(1) 连续灵敏。可以同时确定入射粒子的位置和数目。

(2) 高精度的空间分辨。漂移室的空间分辨与漂移距离有关。一般可达 0.1mm 甚至更小。

(3) 时间分辨好。漂移室的固有时间分辨一般为 2 ~ 4ns。

(4) 高计数率。一般计数率可达每秒 10 万个。而火花室一般计数率为每秒 10 个左右。

(5) 高的计数效率。它对最小的电离粒子一般都可达 99% 以上。

实际使用漂移室时，需要有一系列的配套设备。如电子学读出系统，数据处理系统，气体的循环回收净化系统等。

目前多丝正比室和漂移室已为高能物理实验必备的装置，随着对高能粒子的深入研究，各种粒子径迹探测器也随之迅速发展。30 年代，计数管已有广泛应用，为获得大面积的探测系统，将许多计数管分层排列组成"望远镜"，由此可确定入射粒子的路径和其它特性。但这种装置体积大，空间分辨率差，50 年代有人将计数管外壳去掉，制成一个外壳内含多根阳极丝，有公共阴极的计数室。当时由于错误地认为多根丝上的信号会相互干扰，无法确定入射粒子的位置。1968年，夏帕克(George Charpak) 指出：在多丝结构的正比室中，基本作用是一根丝附近的气体放大作用，如果入射粒子由电离而形成气体放大，最后形成雪崩，使一根阳极丝上建立负脉冲，则相邻的所有丝上将会感应出正脉冲。如果选择合适的电子学电路，就可以从一根丝上获得入射粒子位置的信号，而其他丝上的感应信号都可滤去。这已为实验所证实。在实际应用中，还可利用其附近丝上的信号，经过处理，精确确定入射粒子的位置。由此研制成的多丝正比室，又称夏帕克室。在发展多丝正比室的同时，70 年代初出现漂移室。它是在多丝正比室基础上发展起来的。在高能物理实验中已被广泛应用。例如北京正负电子对撞机上运行的北京谱仪(BES) 它是一台大型的通用性磁谱仪，其中探测器，就运用了多个漂移室。

60 年代以前，气泡室，流光室等径迹探测器是粒子物理实验装置的主流。它们都直接显示

带电粒子径迹。70年代以后，由于多丝正比室和漂移室的发展，将多种探测器组合，配以电子学线路和计算机系统组成谱仪，它们并不直接显示粒子径迹，而是给出粒子径迹轨道的各种信息，以电脉冲信号输出。根据这些信号，可以重建粒子径迹轨道。例如夏帕克等人在70年代初研制的劈裂场磁谱仪，全部探测器用多丝正比室组成。

以上介绍的径迹探测器，应用较为广泛，尚有其它的径迹探测器，在此不一一介绍。现列表6.3将一些径迹探测器性能作比较。

表6.3　一些径迹探测器性能比较

探测器	空间分辨 (μm)		灵敏时间 (ns)	死时间 (ms)	直接电信号读出	读出时间 (μs)	效率 (%)	特点
	一般	特制						
乳胶	5	2	—	—	不可	—	100	空间分辨
气泡室	100	8	8	10^2	不可	—	100	复杂事件分析
火花室	200	100	100	2 — 10	可	10^4	95	简单
流光室	300	30	30	10	不可	—	100	多轨迹事件分析
多丝正比室	700	100	50	—	可	$10 - 10^2$	100	时间分辨
漂移室	200	50	500	—	可	$10 - 10^2$	100	空间分辨
存储型半导体探测器	5	2	—	$n\times10^{-4}$	可		100	空间分辨 结构复杂

第六节　切伦科夫计数器

1934年，苏联物理学家切伦科夫(Черенков)发现，当带电粒子通过透明的介质，其速度大于光在该介质中的速度c/n(n为该介质的折射率，c为光在真空中的速度)时，会发射一种微弱的可见光。这种光被称为切伦科夫辐射[9~11][15]。1937年，苏联理论物理学家塔姆(Тамм)和弗兰克(Франк)在经典电磁理论的基础上，对切伦科夫辐射作了完满的解释。1951年以后，随着高能加速器的发展，切伦科夫辐射被广泛地用来探测高能粒子。切伦科夫计数器具有选择速度和方向的性能，因此，在高能物理实验中是一种十分重要的探测器。早年在发现反质子和反中子的实验以及K介子、反质子与原子核相互作用等实验，都利用了不同类型的切伦科夫计数器。目前，由于大型的、高精度的各种气体切伦科夫计数器的发展，在高能物理实验中，它已成为不可缺少的设备。例如1974年，在美国NBL实验室，发现能量为3.1GeV的J粒子所用的双臂谱仪中，就用了六个大型气体阈式切伦科夫计数器。

一、切伦科夫辐射的原理

1. 切伦科夫辐射及其解释

切伦科夫辐射是在带电粒子具备了以下两个条件时才产生的：

(1) 粒子必须是等速运动的；

(2) 粒子速度必须大于某一个确定的值。

下面我们从了解产生这种辐射的过程来弄清理论上对这两个条件的解释。

假定速度为 v 的带电粒子在透明介质中沿 x 方向作等速运动时，它本身的电磁场也要随之运动。因此，当粒子通过介质时，路径周围的分子和原子将因电磁场的作用而发生瞬间的极化，如图 6.14 所示。粒子经过后被极化的原子或分子又立即退极化，即恢复到正常状态。这时，就引起具有加速度的振动，使每个退极化的原子或分子都变成了辐射中心而发射电磁波。但是，切伦科夫辐射并不是由个别原子的振动直接发出的，而是许多相邻原子发出的辐射经过干涉加强后合成的结果。因此，这就要求个别原子或分子的辐射必须具有相干光源的性质，并保证波前能得到加强。实际上，要保证是相干光源，就要求相邻原子所受的扰动是相同的，这只有在粒子作等速运动时才能满足。假如要使波前干涉得到加强，则要求速度 v 大于一定的数值。一般地说，当 $v < c/n$ 时，各点所发出的元波会因干涉而互相抵消。但是，当粒子速度超前于电磁波在介质中的传播即 $v > c/n$ 时，各点发出的元波就会因相位相同而沿一定的方向相互加强，从而在此方向产生了切伦科夫辐射。这就是上述两个条件的定性解释。

下面用惠更斯原理来分析产生切伦科夫辐射的条件。如图 6.15 所示，设时间 $t=0$ 和 $t=\Delta t$ 时，粒子所在的位置分别为 A 和 E，而把 AE 中的许多点，如 B、C、D 点所发出的元波因相互加强所形成的平面波前记作 E'。显然，相互加强的条件必须是：光元波 A 传至 E' 的时间 $\Delta t'$ 等于粒子从 A 运动到 E 的时间 Δt，即

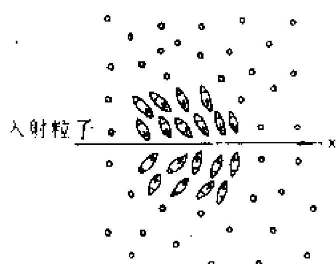


图 6.14　原子极化示意图

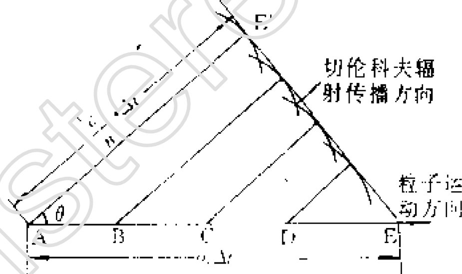


图 6.15　惠更斯原理干涉加强图

$$\Delta t' = \frac{AE'}{c/n} = \Delta t = \frac{AE}{v} \tag{6.6}$$

即

$$\frac{AE'}{AE} = \cos\theta = \frac{c}{nv} = \frac{1}{n\beta} \tag{6.7}$$

其中 $\beta = v/c$。由此可见，只有满足上式的 θ 角方向上才会使元波相互加强。也就是说，切伦科夫辐射只能在与粒子方向成 θ 角的方向上发出。这一辐射角只与 n 和 β 有关，而与粒子的质量和介质的其它性质无关。图 6.16 就是根据(6.7)式算得的在不同折射率 n 的介质中，β 与 θ 关系曲线。

2. 切伦科夫辐射的特点

（1）*有确定方向。* 从(6.7)式可以看出，运动中的带电粒子在某点发射的切伦科夫辐射是以该点为顶点的光锥。光锥轴就是粒子运动的方向，光锥的顶角为 2θ，如图 6.17 所示，所产生的辐射方向永远向前。在确定的介质中，θ 的变动范围可由(6.7)式得出，

$$0 \leqslant \theta \leqslant \cos^{-1}\frac{1}{n}$$

$\cos^{-1}\frac{1}{n}$ 和 0 为最大和最小的辐射角。

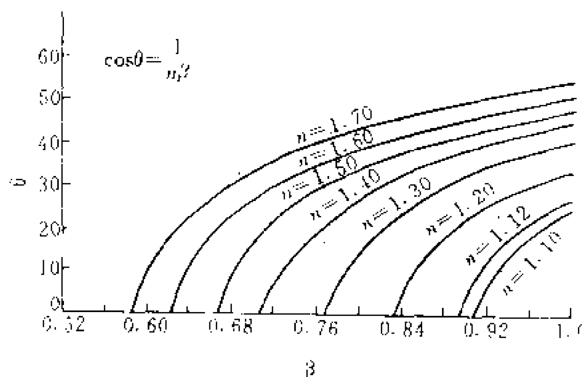


图 6.16 不同折射率 n 时 β 与 θ 的关系曲线

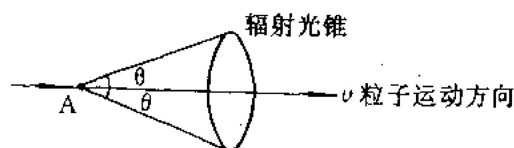


图 6.17 粒子在 A 点辐射出的光锥

几种辐射介质的最大辐射角见表 6.4。

表 6.4 几种介质的折射率和最大辐射角

辐射介质	折射率	最大辐射角
一个大气压的空气	1.00029	1.3°
水	1.33	41°20′
有机玻璃	1.50	48°10′
铅玻璃	1.76	55°10′

(2) 有连续谱的可见光。 根据塔姆和弗兰克的理论在介质中单位长度上由电荷 z 的粒子放射出的辐射能量为：

$$\frac{d\omega}{dl} = \frac{z^2e^2}{c^2}\int_{n\beta>1}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\omega d\omega \tag{6.8}$$

辐射频率 $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$（$\lambda$ 为波长）。如粒子穿过介质的总长度为 l，则它所辐射的总能量为 $\int_0^l \frac{d\omega}{dl}\cdot dl$。假定 n 与波长无关，则辐射能简单地与 λ^3 成反比，即

$$\left(\frac{d\omega}{dl}\right)_1 = 4\pi^2z^2c^2\sin\theta\frac{d\lambda}{\lambda^3} \tag{6.9}$$

可见辐射能量是波长 λ 的连续函数，而且随着 λ 的减小而很快地增大。这一理论公式与实验结果很好符合。实验测量到的辐射大部分是在可见光区域，紫外区也存在辐射，且光能量最强，至于在伦琴射线区，λ 更小，似乎辐射应更强，但实际上因为此区域中的 n 小于 1，不能满足 $n\beta > 1$ 的辐射条件，所以不存在伦琴射线。

(3) 辐射光量很微弱。 假设在单位长度的辐射体上所辐射出波长在 λ_1 和 λ_2 之间的光子数为 N，并假定介质的折射率 n 在这波长范围内不随 λ 而改变，则

$$\begin{aligned} N &= \frac{2\pi z^2c^2}{c^2}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\int_{\omega_1}^{\omega_2}\frac{\omega d\omega}{h\omega} = \frac{4\pi^2z^2c^2}{hc}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}d\left(\frac{1}{\lambda}\right) \\ &= \frac{4\pi^2z^2c^2}{hc}\left(\frac{1}{\lambda_2}-\frac{1}{\lambda_1}\right)\sin^2\theta = \frac{2\pi^2}{137}z^2\left(\frac{1}{\lambda_2}-\frac{1}{\lambda_1}\right)\sin^2\theta \end{aligned} \tag{6.10}$$

上式表明，光的强度与 θ 有关，即与 n、β 有关，与粒子的 z^2 成正比，但与粒子质量无关，与介质

的原子序数无直接关系。

(4) *发光时间很短*。 产生切伦科夫辐射的时间实际上等于粒子穿过辐射介质的时间 $t = \frac{1}{v}$，它没有时间惯性，一般都小于 10^{-9}s。

(5) *平面偏振光*。 由于辐射是许多元波在一定方向上加强重迭而成，此辐射必定是平面偏振的，电振动向量在由辐射光线和粒子运动方向所组成的平面内，如图 6.18 所示。Z 轴是入射粒子运动方向，E 是电向量，H 是磁向量。

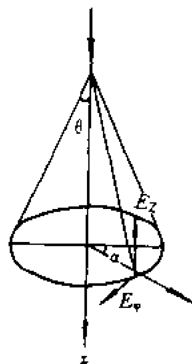


图 6.18 辐射光锥

二、切伦科夫辐射的产生和收集

切伦科夫计数器探测粒子一般过程是这样的：在辐射体中带电粒子产生的切伦科辐射在光学介质中以透射、折射或反射等形式传播，最后，被光子探测器所记录。因此，切伦科夫计数器的主体可分为辐射体、光的收集和光电倍增管三部分。其中，光电倍增管见闪烁计数器一章中，这里不再重复。

1. 辐射体

原则上讲，任何透明的介质都可以作为辐射体，但在实际应用中辐射体还要加以选择。选择辐射体的要求是：对可见光和紫外光都是透明的、折射率有适当大小、光学均匀性好、密度小、原子序数 Z 小、没有闪烁效应。

固体辐射体常用的有透明塑料，有机玻璃、玻璃等。根据不同需要可使用含有不同成分的玻璃。例如，切伦科夫全吸收 γ 谱仪，就可用铅玻璃作为辐射体。液体辐射体常用的有蒸馏水，煤油等。蒸馏水的效果较好。气体辐射体常用的 CO_2、N_2、Ar 等。

2. 辐射光的收集

实验上，记录辐射光子大多数都是在辐射体的外面。由于切伦科夫辐射光量十分微弱，因此，对收集这种光的要求就更为严格。

辐射光子在介质中传播时，有一部分要被介质本身吸收，因此，要求辐射介质对辐射光的透明性要好，特别是长辐射体。辐射通过介质界面时，会发生折射和全反射。当由光密介质进入光疏介质 —— 空气时，如入射角大于临界角 φ_c，会发生全反射。

$$\varphi_c = \sin^{-1}\frac{1}{n}$$

对有机玻璃($n = 1.5$)，$\varphi_c = 41°51'$。如图 6.19 的情况，在垂直于粒子运动方向的分界面上

$$\varphi = \theta = \cos^{-1}\frac{1}{n\beta}$$

所以发生全反射的条件 $\varphi > \varphi_c$ 可写成

$$\cos^{-1}\frac{1}{n\beta} > \sin^{-1}\frac{1}{n}$$

即

$$\beta > \left(\frac{1}{n^2-1}\right)^{1/2} \tag{6.11}$$

$\beta_0 = \left(\frac{1}{n^2-1}\right)^{1/2}$ 称为引起全反射的阈速度。从上式可知，能发生全反射的粒子速度必然比产生切伦科夫辐射的阈速度大。

在大面积扁平介质片中，$\theta > \varphi_c$，如图 6.20 所示，则辐射光子在右分界面全反射以后将再在左分界面上全反射。如此来回反射形成多次全反射，一直把光传到介质片的尽头。这性质可以利用来选择 $\beta > (\frac{1}{n^2 - 1})^{1/2}$ 的粒子，此时只需要在介质端头收集辐射光。不过在这情况下，由于光子所经过的路程较长，被介质本身吸收掉的部分也比较多。

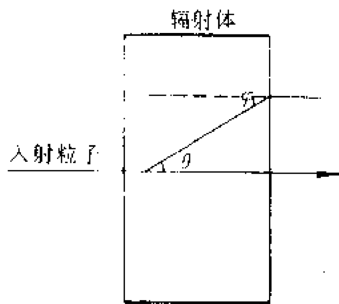


图 6.19　辐射角 θ 和出射角 φ

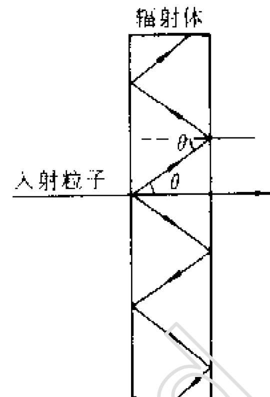


图 6.20　多次全反射

从上面讨论可以看到，要使光线能有一部分透射出介质，即记录折射透过的辐射，必须满足以下条件

$$(\frac{1}{n^2 - 1})^{1/2} > \beta > \frac{1}{n}$$

这种性质能用来选择以上速度范围的粒子，其下限是由切伦科夫辐射性质所限制，上限则由全反射性质所限制。

由(6.7)式可以看出，当 β 和 n 确定时，θ 角就确定了。但实际上，粒子在介质中并不保持匀速直线运动。电离及散射会引起粒子慢化并改变方向。介质又有色散，收集切伦科夫辐射用的光学系统也会带来光学象差。这些效应均使实际探测到的 θ 角有一定的展宽和变化。

三、切伦科夫计数器的应用

在高能物理实验中，切伦科夫计数器有广泛的应用，如探测宇宙线及高能加速器的粒子等。根据切伦科夫辐射的特点，可应用于以下几方面：

1. 带电粒子的快速计数和快速符合计数

切伦科夫辐射的发光持续时间很短，大约是 10^{-10}s 量级，因此，可用于快速符合计数及测量不稳定粒子的寿命。切伦科夫辐射的光量微弱，对于单个粒子的光辐射必须要有很好光学收集系统及消除本底的符合装置和高灵敏的光电倍增管。

2. 测定带电粒子的速度

可以由切伦科夫辐射的 θ 角定出粒子的速度，从而确定其能量。如果粒子束的强度足够大，且能量均匀，就可以用照相方法来测定其能量，如图 6.21 所示。辐射是一个半

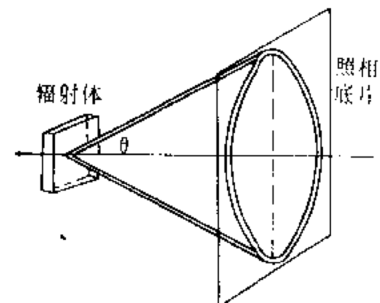


图 6.21　拍照实验示意图

顶角为 θ 的圆光锥，把这光锥投射在照相底片上，就会显现出一个光圈，从照片上测量光锥的直径，已知底片与辐射的距离，就能推求出 θ，定出入射粒子的速度。

3. 用来选择不同速度的带电粒子

用切伦科夫辐射的阈特性，可在不同速度的粒子束中选择特定速度的粒子。办法是选用适当的光学系统，只记 $\theta_1 \leqslant \theta \leqslant \theta_2$ 角度范围内的切伦科夫辐射，这样就只记录某一速度的粒子，即所谓微分式切伦科夫计数器。常用来选择动量相同，但质量不同的粒子。

4. 测定带电粒子的电荷

利用光强度与 z^2 成正比的关系，可以从光强测定带电粒子的电荷数 z，以此测定宇宙线中多电荷粒子的电荷谱。

5. 测定入射带电粒子的方向

选用合适的光学系统，使计数器只对某一确定方向入射的带电粒子有反应。

6. 测量电子、γ 射线全吸收能谱

选用阻止本领大和体积大的辐射体，使电子或 γ 射线所产生的次级电子的全部能量都消耗在辐射体内。测量切伦科夫辐射的总强度，就可以推断电子或 γ 射线的能量。这种仪器就叫切伦科夫电子和 γ 射线全吸收能谱仪。

高能光子与高能电子在切伦科夫全吸收谱仪中的差别是：电子进入辐射体后，就能产生切伦科夫辐射；光子要先被吸收，形成正负电子对，然后才产生切伦科夫辐射。应用这种谱仪，事先应作出校正曲线，即作出已知能量的 γ 光子与输出脉冲幅度的关系曲线，然后根据此曲线才能测出未知能量的 γ 光子。谱仪结构如图 6.22。辐射体主要由铅玻璃组成，辐射体四周必须磨光涂银或包以铝箔以提高反光性能。为了将切伦科夫光完善地收集到光电倍增管的光阴极上，采用几个光阴极面积较大的管子同时收集。在光电倍增管和辐射体之间，用适当介质耦合，如有机硅脂及硅橡胶等透明介质。

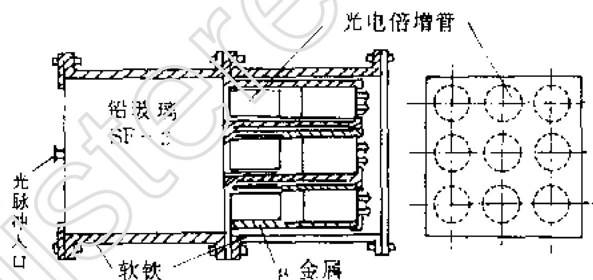


图 6.22　全吸收能谱仪结构图

综上所述，由于切伦科夫辐射的光子产额很小，切伦科夫计数器计数的统计涨落较大。对于单粒子的切伦科夫光强度测量，精度就比较差，仅对一群粒子的光强度测量才比较有效。它的最大优点在于它不破坏束流而对粒子作角度测量，且不受统计涨落的影响，对单粒子的角度测量有很高的测量精度。

第七节　热释光探测器

热释光探测器[12~14]，自 60 年代初以来得到较为迅速的发展。它具有很多优点，如体积小、灵敏度高、量程宽、测量对象广泛，可测 X, γ, α, β，中子和质子等射线。特别是在剂量测量领域中占有日益重要的地位。此外，在核医学，放射生物，地质研究中也是一种有效的工具。

一、热释光探测器基本原理

由固体能带理论可知，晶体中电子的能量状态已不是分立的能级，而成为能带，如图 6.23

所示。电子分别处在各个容许能带上，各容许能带被禁带分开。晶体的基态是指容许能带被电子所占据的状态。固体可以有几个满带被禁带分开，最上面的一个满带称价带。当带电粒子穿过介质时，电子获得足够能量使原子电离，亦即电子由价带进入导带。但若电子获得的能量不足以使它到达导带，而只能达激子带，这就是激发过程。这种电子空穴对就叫它为激子。激子可以在晶格中运动，但不导电。电子或空穴在晶格内的运动过程中，可能被陷阱俘获而落入深度不同的陷阱能级中或落入被杂质原子在禁带所形成的能级（图中 F，G 能级）中。陷阱是指磷光体内晶格的不完整性所引起的一些与导带底部能距小的能级（如图中 A，B 能级）。这些被俘获的电子，只有通过热起伏而重新被激发到导带，才能同发光中心复合而发光。显然，提高磷光体的温度，可以使贮存于其中的辐射能加速地释放出来。这一现象称为热释发光。加热放出的总光子数与陷阱中释放出的电子数成正比。而总电子数又与磷光体最初吸收的辐射能量成正比。因此，可以通过测量总光子数来探测各种核辐射。

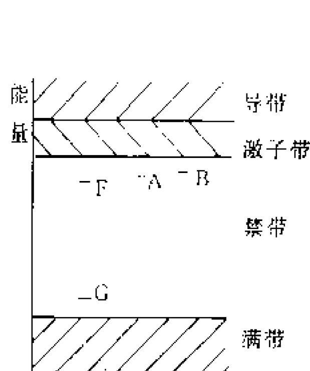


图 6.23　离子晶体的电子能带

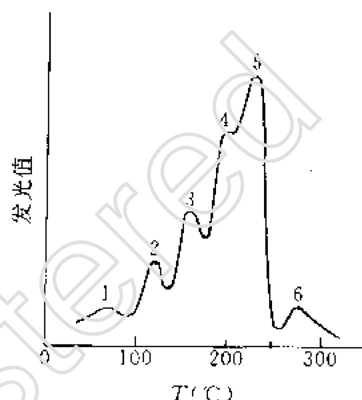


图 6.24　LiF 的发光曲线

加热磷光体，可以使落在陷阱能级上的电子释放出来。在不同的温度，释放出来的光能不同；光强峰值对应的温度近似地反映了陷阱的深度。图 6.24 表示了 LiF 逐渐升温加热的发光强度曲线。低温处出现的发光峰对应于较浅的陷阱。前五个发光峰对应的陷阱深度分别为 0.9，1.04，1.11，1.19 及 1.25eV。俘获在较浅陷阱中的电子，在室温下，将有较大的概率逸出陷阱释放出贮存的能量。由此可见，热释光磷光体经辐照后，其所贮存的能量在室温下会自行衰退。实际使用时可以采取措施，在一定程度上消除衰退对测量结果的影响。

二、对热释光磷光体的要求

许多天然矿石和人工合成的物质都具有热释光特性。但要作为探测元件使用，还应满足一定要求，如要求陷阱密度高、发光效率高、在常温下被俘获的电子能长期贮存，即自行衰退性小、发光曲线比较简单、最好是有效原子序数低的材料。

上述要求实际上不可能全部满足的，只能根据不同实验目的来选择较为满意的材料。常用的有氟化锂（LiF），氟化钙（CaF_2），硼酸锂[$Li_2B_4O_7$(Mn)]，氧化铍（BeO），硫酸钙[$CaSO_4$(Dy)]等，最常用的是 LiF，它衰退较小，能量响应好，但制备工艺较复杂，灵敏度不够高。

热释光材料可以重复使用，只是重复使用前，必须经过高温退色，以消除潜在的发光中心，消除残剩剂量。还需要低温退色，消除低温峰。

三、加热发光测量装置的主要部分

加热发光的测量装置可分为三部分：加热部分；光电转换部分；输出显示部分。由加热和光电转换部分组成为测量探头。加热发光的测量是通过光电倍增管将光信号转变为电信号的，因此，光电倍增管是探头的核心部分。对探头的要求是：① 收集磷光体所发光的效率尽可能高；② 尽可能降低其它因素产生的噪声，如热噪声、光电倍增管噪声等；③ 探测效率稳定。

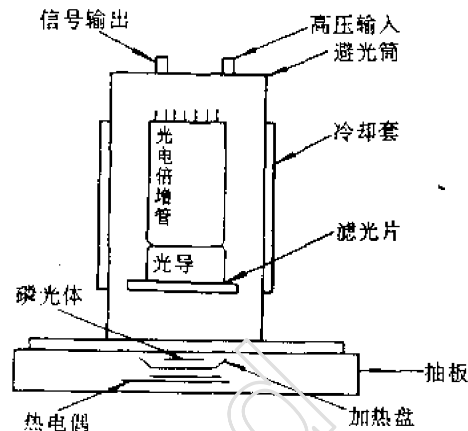


图 6.25 探头示意图

探头一般包括以下几部分，如图 6.25 所示：

(1) *加热盘*。 通常由厚为 0.2mm 左右的不锈钢片，钽片或电阻钢带按一定形状冲压而成。要求加热盘在高温下不变形，不易氧化及金属表面的光泽基本不变。也可在加热盘上镀上一层银。

(2) *温度传感器*。 温度传感器通常用热电偶。常用的有镍铬－镍铝，镍铬－青铜或铜－康铜等热电偶。它通常点焊在加热盘下面的中心处。

(3) *滤光片*。 各种滤光片具有各自特定的透射光谱曲线，它基本上要与所用的磷光体的发光光谱一致，使磷光体发出的光大部分透过，其它光谱则被滤去。

(4) *光导*。 光导是用透明的光学玻璃或有机玻璃做成。它使光电倍增管和加热盘之间有一定距离，以减少加热盘的电磁干扰及高温对光电倍增管工作的影响，并能使磷光体发出的光有效地输送至光电倍增管的光阴极。

(5) *光电倍增管*。 光电倍增管是探头的重要部件，其性能好坏和其工作状况对测量结果有很大影响。因此，一般应选择光电倍增管的光阴极应具有高的光量子效率、其光谱特性与磷光体的热释发光光谱相匹配，暗电流要极低。

此外，为了降低光电倍增管的暗电流，在避光筒外装上冷却水套或半导体致冷器。由于光电倍增管对电磁场敏感，除避光铁筒可以起电磁屏蔽作用外，还可以在铁筒内加一层高导磁系数坡莫合金做成的圆筒，以得到更好的电磁屏蔽作用。

输出显示部分由一系列电子线路组成，不在这里介绍了。

四、热释光探测器的应用

主要用在剂量监测方面。热释光剂量仪可测较长时间的累积照射量，线性较好的量程可从 10^{-9}C/kg 到 1C/kg（几十 μR 到 10^4R）精度满足辐射防护的要求，测量迅速，使用方便，组织等效好。所以，国际上一般已作为主要的个人剂量监测仪器了。

目前低能 X 射线的剂量监测仍然是很重大的课题，采用 LiF 或 Li_2O_7(Mn) 可对 30keV 以下 X 射线进行剂量监测。我国某省对受平均能量为 15keV 的 X 射线照射的放射科医生进行剂量调查时，就是利用 LiF 材料作 X 射线剂量监测的。

中子剂量的监测目前也仍然是一个难题，选择合适的材料，例如 ^{6}LiF 和 ^{7}LiF 的组合，可分别测定中子和 γ 的剂量。

因为热释光元件可以做得很小，佩带在人体的各个部位，可以分别测定各器官的受照剂量。

一般物质都具有热释光的特性，因此在事故现场中，可就地选取一些材料进行热释光测量，估算出事故剂量。在日本有人利用广岛、长崎屋顶的砖瓦(其中含石英、长石)具有热释光特性，测出了 30 年前原子弹爆炸所产生的现场 γ 射线剂量分布。

热释光探测器在考古、地质方面也有很重要的应用。一般陶瓷都具有热释光特性，由热释光测量可推算出陶瓷的年代。这种方法为判别出土文物的年代提供了科学的测量手段。它在核医学、宇宙医学等方面也有应用。

参 考 文 献

[1] Chien－shinng Wu et al. (ed.). Methods of Experimental physics, Vol. 5, Nuclear physics, P. 208. Academic Press INC., New York 1961.

[2] 原子核乳胶组，原子能科学技术，2，136(1976).

[3] 郭仕伦等，物理，1，121，(1972).

[4] R. L. Fleischer et al., Ann. Rev. Nucl. Scien. 15. 1(1965).

[5] R. Katz dt al., Pky. Rev 170. 401 (1968).

[6] V. E. Beuton et al., Nucl. Instr. & Meth., 67. 343(1969).

[7] 王祝翔，气泡室，科学出版社，1962 年.

[8] Arthur Roberts et al., Rev. Sci. Instr., 32, No. 5(1961).

[9] 徐克尊等，粒子探测技术，上海科学技术出版社，1981 年.

[10] G. W. Huthinson, Progress in Nuclear Physics. 8, 195(1960).

[11] 唐孝威，物理学报，17，482(1961).

[12] R. M. Hall et al., Health Phys., 14, 37(1968).

[13] S. C. Bushong et al., Health Phys, 26. 358(1974).

[14] P. Spanne, Health Phys., 24, 568(1973).

[15] 王永运，毛慧顺同著，多丝正比室与漂移室. 北京科学出版社，1982 年.

[16] 王祝翔，核物理探测器及其应用，第 8－12 章，科学出版社，1964 年.

[17] Konrad Kleinknecht, Detectors for Particle Radiation, Cambridge University Press (1986) London.

第七章　核物理实验中的符合法

在核过程中，有许多在时间上相互关联的事件，这种相关的事件往往反映了原子核内在的运动规律。例如，核级联衰变所放射的粒子之间在时间上是相关的，级联衰变的平均时间间隔是确定的，它就是激发态的平均寿命。又如上述衰变的粒子还有方向的相关性，即方向角关联。研究这类关联事件可以确定原子核状态的参数。在核衰变和核反应过程中有许多相关性的现象，人们通过这些现象的研究来了解原子核的结构和转化的规律。符合法就是研究相关事件的一种方法。

历史上，符合法最初用于宇宙射线的研究。1930年前后，宇宙射线研究领域的一些重要发现是与符合技术的应用分不开的。例如，在宇宙射线的次级过程和簇射现象的研究中，主要的实验手段是用探测器和符合电路组成的探测器望远镜控制的威尔逊云室。此后，符合法又应用于相关辐射的测量。近20年来，由于快电子学、多道分析器和多参数分析系统的发展，电子计算机在核物理实验中的应用，符合法已成为实现多参数测量必不可少的实验手段。可以说，现今核物理各领域的实验成就大多离不开这项重要的实验技术。

第一节　符合法的基本原理

一、符合法的基本概念

在介绍符合法之前首先要说明什么是符合事件？符合事件是指两个或两个以上同时发生的事件。例如，一个原子核级联衰变时接连放射β和γ射线，则β和γ便是一对符合事件。这一对β、γ，如果分别进入两个探测器，将两探测器输出的脉冲引到符合电路时便可输出一个符合脉冲，如图7.1(a)所示。又如一个宇宙射线粒子先后穿过两个探测器，则两个探测器输出的两个脉冲来自同一个核粒子的先后二次作用过程，这也可以认为是同时的。当它们引入符合电路时也可以输出一个符合脉冲，如图7.1(b)所示。为叙述方便起见，我们也称它为符合事件。符合法就是利用符合电路来甄选符合事件的方法。

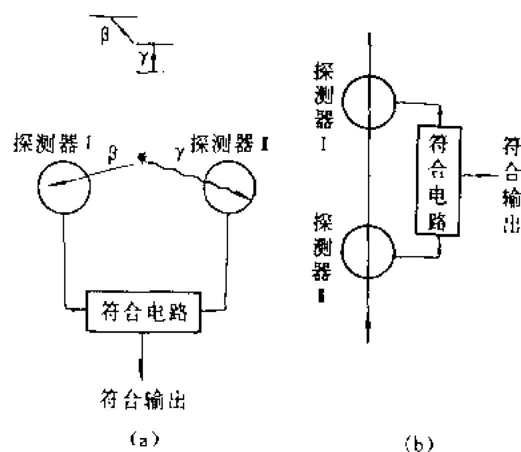


图7.1　符合事件示意图

实际上，任何符合电路都有确定的符合分辨时间τ，它的大小与输入脉冲的宽度有关。如图7.2所示，当两个脉冲的时间间隔小于τ时，一部分脉冲将重叠成大幅度脉冲并触发成形电路输出一个符合脉冲。反之，就没有符合脉冲输出。因此，实际上符合事件是指相继发生的时间间隔小于符合分辨时间的事件，或者称为同时性事件。

符合电路的每个输入道都称为符合道，两个

符合道的符合称为二重符合，三个符合道的符合称为三重符合，依此类推。下面再介绍几个概念：

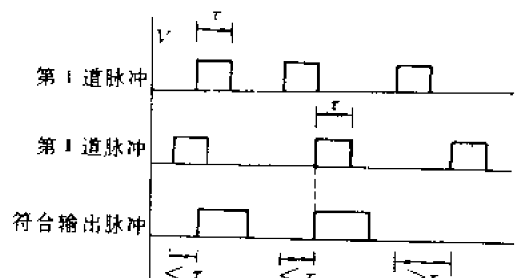


图 7.2　符合脉冲示意图

1. 真符合和偶然符合

上面例举的符合事件都具有相关性，其中一个事件和另一个事件都有内在的因果关系，我们称它为真符合。但是也存在不相关的符合事件。例如，在上面提到的例子中，有两个原子核同时衰变，其中的一个原子核放出的 β 射线与另一个原子核放出的 γ 射线又分别被两个探测器所记录，这样的事件就不是真符合事件。同样，有两个不相关的宇宙射线粒子，同时分别进入两个探测器，这时符合电路虽然也输出符合脉冲，但这个事件也不是真符合事件。这种不具有相关性事件间的符合称为偶然符合。

2. 反符合

与符合相反，反符合是利用反符合电路来消除符合事件的脉冲。在反符合电路的两个输入道中，一道叫分析道，另一道叫反符合道，它的脉冲作为消除符合事件的信号。以图 7.3 为例，上图是测量 γ 能量的全吸收探测器的示意图，其中主探测器 Ⅰ 为反符合屏蔽探测器 Ⅱ 所包围。当 γ 光子能量全部损耗在探测器内时，探测器 Ⅰ 输出的全吸收脉冲正比于 γ 能量。但若入射 γ 光子在探测器 Ⅰ 中产生的康普顿散射光子逸出并进入探测器 Ⅱ，则探测器 Ⅰ 给出脉冲的幅度将小于全吸收脉冲的幅度。为了消除探测器 Ⅰ 中这类事件，就可以用反符合方法。将探测器 Ⅰ 的脉冲输入分析道，探测器 Ⅱ 的脉冲输入反符合道，经过反符合电路选择后就能把探测器 Ⅰ 输出脉冲中的逸出光子的事件消除掉。这种方法也叫反符合屏蔽。

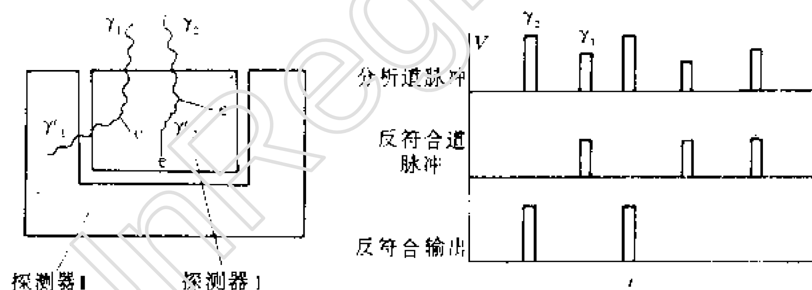


图 7.3　反符合示意图

3. 延迟符合

有些相关事件并不同时发生，而是继第一事件发生之后，经过一段固定时间才发生第二事件。例如，一个能量较高的带电粒子先穿过一个很薄的硅探测器给出信号 ΔE，再飞行一段距离后将其余能量消耗在第二个探测器中，给出信号 E。信号 E 相对 ΔE 有一个固定的延迟时间。对于这种相关事件，只要把第一事件的脉冲延迟一段时间，便可与第二事件的脉冲同时到达符合电路而产生符合脉冲。这种符合称为延迟符合。在上述 β-γ 衰变的例子中，根据延迟时间便可确定激发态的平均寿命。

二、符合测量的基本关系式

1. 偶然符合与符合分辨时间

设有两个独立的放射源S_1和S_2，分别用两符合道的探测器 I 和 II 记录。如在图7.1(a)中的两组源和探测器之间用足够厚的铅屏蔽隔开，在这种情况下，符合脉冲均为偶然符合。

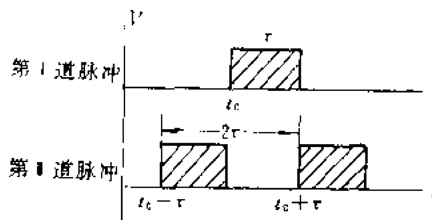


图 7.4　发生符合的脉冲间隔

为了推导偶然符合计数率与符合分辨时间的关系，我们假设两符合道的脉冲均为理想的矩形脉冲，其宽度为τ。再设第 I 道的平均计数率为n_1，第 II 道的平均计数率为n_2，则在t_0时刻，第 I 道的一个脉冲可能与从$t_0-\tau$到$t_0+\tau$时间内进入第 II 道的脉冲发生偶然符合，如图7.4所示，其平均符合率为$2\tau n_2$。从而，第 I 道n_1个计数的偶然符合计数率n_{rc}为

$$n_{rc} = 2\tau n_1 n_2 \tag{7.1}$$

同理，推广到i重符合时，偶然符合计数率n_{rc}为

$$n_{rc} = i\tau^{i-1} n_1 n_2 \cdots n_i \tag{7.2}$$

利用图7.1(a)的实验布置，测量偶然符合计数率和单道计数率便可以确定符合装置的分辨时间。例如，$n_1 = n_2 = 100/\mathrm{s}$，$n_{rc} = 72/\mathrm{h}$，由(7.1)式得$\tau = 1\mu\mathrm{s}$。

2. 真偶符合比

有较大的真符合计数率与偶然符合计数率的比值(简称真偶符合比)是符合实验的一个重要指标。为简单起见，我们考虑图7.5的装置。设被测的放射源是单一的β-γ级联跃迁，源强为A。我们用探测器 I 记录β粒子，探测器 II 记录γ光子。为了不使γ探测器记录β粒子，在放射源和探测器 II 之间放一块铝吸收片。

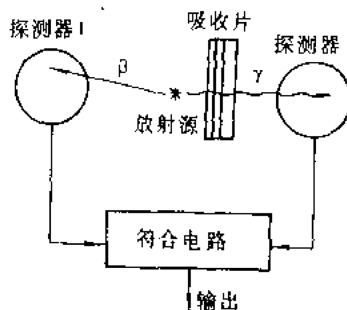


图 7.5　简单的符合装置示意图

令探测器 I 对放射源所张的立体角为Ω_β，对β的探测效率为ε_β；探测器 II 对放射源所张的立体角为Ω_γ，对γ的探测效率为ε_γ，若本底计数率可以忽略，则第 I 道的计数率为

$$n_\beta = A\Omega_\beta\varepsilon_\beta$$

β探测器的探测效率近于1，故

$$n_\beta \approx A\Omega_\beta \tag{7.3}$$

第 II 道的计数率为

$$n_\gamma = A\Omega_\gamma\varepsilon_\gamma \tag{7.4}$$

真符合计数率为

$$n_{c0} = A\Omega_\beta\Omega_\gamma\varepsilon_\gamma \tag{7.5}$$

偶然符合计数率为

$$n_{rc} = 2\tau n_\beta n_\gamma = 2\tau A^2\Omega_\beta\Omega_\gamma\varepsilon_\gamma \tag{7.6}$$

由(7.5)式、(7.6)式得

$$\frac{n_{c0}}{n_{rc}} = \frac{1}{2\tau A} \tag{7.7}$$

由上式可知

(1) 在符合分辨时间确定时，为保证真符合率大于偶然符合率，源强必须小于 $1/2\tau$。

(2) 在宇宙射线的符合率可以忽略的情况下，由测得的总符合率 $n_c = (n_{c0} + n_{rc})$ 和单道计数率 n_β、n_γ 便可确定未知的源强。

3. 符合计数率与单道计数率的比值

由(7.3)式、(7.5)式得

$$\frac{n_{c0}}{n_\beta} = \Omega_\gamma \varepsilon_\gamma \tag{7.8}$$

当 Ω_γ 已知时，由 n_{c0} 和 n_β 的测量，便可确定 γ 探测器的探测效率 ε_γ。

以图 7.5 的实验布置为例，若在 β 探测器与放射源之间加上不同厚度的铝吸收片，则在下列衰变的情况下，可以推得如下简单的关系：

(1)β-γ 衰变是单一分支的情况

$$n_\beta = A\Omega_\beta T(x)$$

其中 $T(x)$ 为 β 射线对厚度为 x 的吸收片的透过率，而

$$n_\gamma = A\Omega_\gamma \varepsilon_\gamma$$

$$n_{c0} = A\Omega_\beta T(x)\Omega_\gamma \varepsilon_\gamma$$

于是得

$$\frac{n_{c0}}{n_\beta} = \Omega_\gamma \varepsilon_\gamma$$

即比值 n_{c0}/n_β 不随吸收片厚度 X 而变。

(2) 两组 β 分支和一组单能 γ 光子的情况

因为 γ 光子是单能的，故必有一组 β 粒子是直接跃迁至子核的基态，因此

$$n_\beta = A\Omega_\beta [T_1(x) + T_2(x)]$$

$$n_\gamma = A\Omega_\gamma \varepsilon_\gamma$$

$$n_{c0} = AT_1(x)\Omega_\beta \Omega_\gamma \varepsilon_\gamma$$

$T_1(x)$、$T_2(x)$ 分别为两组 β 射线的透射率，于是

$$\frac{n_{c0}}{n_\beta} = \frac{T_1(x)}{T_1(x) + T_2(x)} \Omega_\gamma \varepsilon_\gamma$$

$$\frac{n_{c0}}{n_\gamma} = T_1(x)\Omega_\beta$$

当 x 大于或等于第 1 组 β 射线的最大能量时，$T_1(x) = 0$。因此，从 n_{c0}/n_β 随 x 的变化可定出能量较低的一组 β 射线的最大射程，而 n_{c0}/n_γ 随 x 的变化则给出 β 射线的吸收曲线。将这些测量外推至 $x = 0$，并与 $x = 0$ 的 n_β 比较，便得两 β 射线分支的相对强度 $T_1/[T_1 + T_2]$。

4. 符合计数的相对误差

实际的总符合计数率 n_c 包括真符合计数率 n_{c0} 和偶然符合计数率 n_{rc} 即

$$n_c = n_{c0} + n_{rc}$$

若计数时间为 t，则真符合率的方差 σ_{c0}^2 为总符合计数率的方差 σ_c^2 与偶然符合计数率的方差 σ_{rc}^2

之和，即

$$\sigma_{c0}^2=\sigma_c^2+\sigma_{rc}^2=\frac{n_c}{t}+\frac{n_{rc}}{t}=\frac{n_{c0}+2n_{rc}}{t}$$

而真符合的相对标准误差的平方 ν_{c0}^2 为

$$\nu_{c0}^2=\left(\frac{1}{n_{c0}}+\frac{2n_{rc}}{n_{c0}^2}\right)\frac{1}{t}$$

据(7.1)、(7.3)、(7.4)、(7.5) 式得

$$\nu_{c0}^2=\left(\frac{1}{A\Omega_\beta\Omega_\gamma\varepsilon_\gamma}+\frac{4\tau}{\Omega_\beta\Omega_\gamma\varepsilon_\gamma}\right)\frac{1}{t} \tag{7.9}$$

当 A 充分大时

$$\nu_{c0}^2\approx\frac{4\tau}{T\Omega_\beta\Omega_\gamma\varepsilon_\gamma} \tag{7.10}$$

可见，在给定的计数时间 t 内，大的立体角和高的探测效率、短的符合分辨时间有助于减小真符合的相对标准误差。不过，A 不宜过大，否则要减小真偶符合比。当 $n_{c0}/n_\gamma=1$ 时，$A=1/2\tau$。

三、快慢符合原理

用符合法研究辐射间的级联关系或相关性时，要求符合装置既能对辐射能量进行选择，又具有短时间分辨的本领。满足上述要求的装置典型的如图 7.6。由两个探测器输出的脉冲分别输入线性脉冲放大器，经放大后输入单道脉冲分析器，选出特定能量的脉冲，其输出经成形电路整形后再输入符合电路。符合电路输出的脉冲便是相关辐射的符合脉冲。不过，在这种符合装置中探测器的输出脉冲要经过脉冲放大器、单道脉冲分析器等电路后才到达符合电路的输入端。因此，为了获得高的时间分辨本领，就要求经过上述电路之后脉冲仍保持很短的上升时间和小的上升时间的涨落。然而，对高增益的放大器来说，既要有短的上升时间($<10^{-7}$s) 又要保持良好的线性和足够的稳定性是比较困难的。再者，脉冲经过的电路单元越多，上升时间

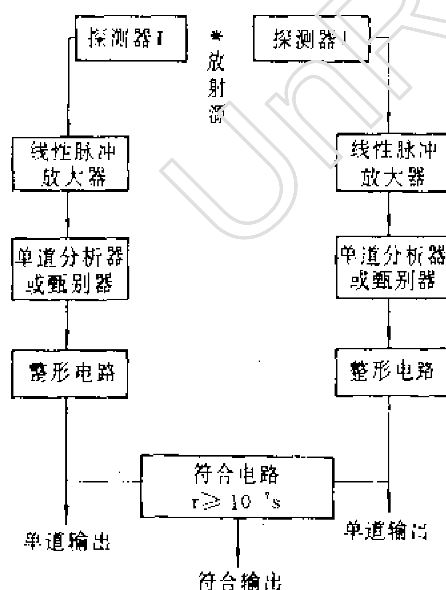


图 7.6　慢符合装置方框图

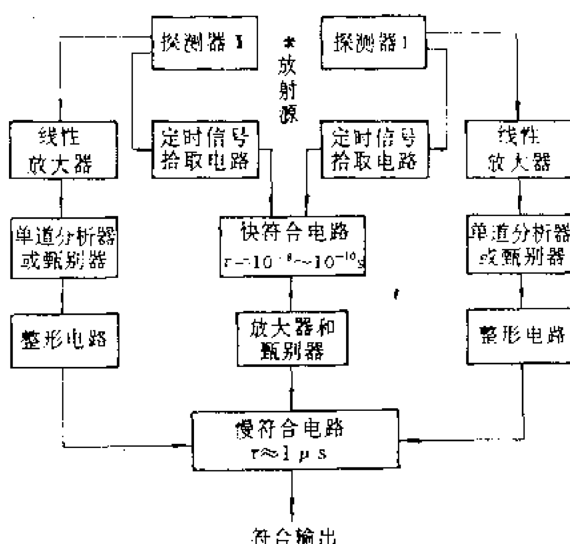


图 7.7　快慢符合装置方框图

和涨落也会越大。这些都限制了符合分辨本领的提高。实际上，这种装置的分辨时间大多大于10^{-6}s，所以称为慢符合装置。

为了解决上述矛盾，进一步提高时间分辨本领，1949年Bell和Petch首先提出快慢符合原理，他们将能量选择和时间选择分别在两组符合道中进行，如图7.7，由每个探测器输出的脉冲信号分两路输入两组符合道。进行时间选择的一组符合道称快符合道；探测器输出的信号经定时拾取电路整形成标准形状的窄脉冲，然后输入短分辨时间的快符合电路，分辨时间约为$10^{-8} \sim 10^{-10}$s。进行能量选择的一组符合道，称为慢符合道；它主要由线性脉冲放大器、单道脉冲分析器和整形电路组成。由探测器输出的脉冲经慢符合道的幅度选择并整形后，与快符合电路输出的脉冲一起输入三重慢符合电路。慢符合电路分辨时间一般为1～3μs。这样，经快慢符合后的脉冲既实现了短分辨时间的时间选择，又实现了线性的能量选择。快慢符合装置的最小分辨时间可达10^{-10}s。快慢符合原理广泛地应用于各种组合的符合装置，在第三节中将详细讨论。

第二节　符合装置的主要参量和测量数据的分析

一、符合装置的主要参量[6,8~10]

1. 符合分辨时间

在第一节里，我们引进符合分辨时间τ时曾假设输入到符合电路的整形脉冲是矩形的，宽度为τ，并假定不存在脉冲前沿统计性的时间离散，也就是说辐射进入探测器的时间与输出脉冲的前沿之间的时距是固定的，从而导出了(7.1)式。换言之，符合分辨时间τ就等于脉冲宽度τ。据此，由单道计数率n_1，n_2和偶然符合计数率n_{rc}便可确定符合分辨时间τ，即

$$\tau = \frac{n_{rc}}{2n_1n_2} \tag{7.11}$$

在符合测量装置中，人为地改变两符合道的相对延迟时间t_d时，符合计数率随延迟时间t_d的分布曲线称为延迟符合曲线。对于瞬发事件，即发生的时间间隔远小于符合分辨时间τ的事件，所得延迟符合曲线称为瞬时符合曲线，用$P_0(t_d)$表示。在上述没有时间离散和脉冲为矩形的假定条件，瞬时符合曲线为对称的矩形分布，如图7.8(*a*)，其宽度恰等于2τ。但实际上，符合

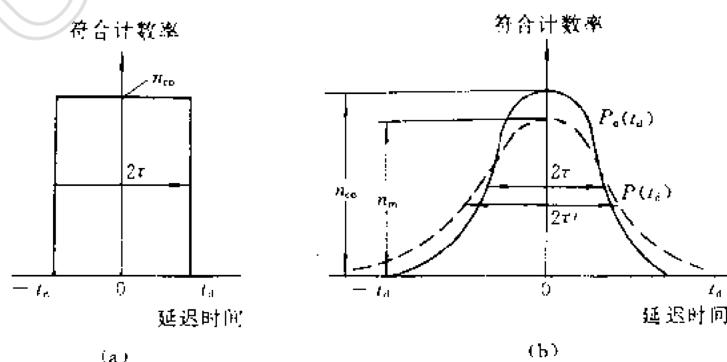


图7.8　瞬时符合曲线

道的整形脉冲并不是理想的矩形，特别是脉冲宽度小于 10^{-8}s 时大多呈钟罩形。相应的瞬时符合曲线 $P_0(t_d)$ 也要呈钟罩形的分布，如图 7.8(b) 所示。这时，符合分辨时间就要由下式来定义

$$\tau = \frac{1}{2n_{c0}} \int_{-\infty}^{\infty} P_0(t_d) \mathrm{d}t_d \tag{7.12}$$

式中 $P_0(t_d)$ 代表延迟时间为 t_d 时测得的瞬时符合计数率，右式积分代表瞬时符合曲线下的面积。n_{c0} 为真符合计数率。它是指单位时间进入两探测器并被记录下来的符合事件数。因为这里不考虑时间离散的影响，因此只要是同时性的符合事件，进入探测器后又被探测到，则其输出的脉冲一定也是同时性的，符合电路必然会有符合输出。也就是说 n_{c0} 为被探测器记录到的符合事件率。

可以证明，在不计脉冲前沿时间离散的条件下，由(7.11) 和(7.12) 式确定分辨时间是近似相等的。但是，不计时间离散的假设，只有在符合分辨时间远大于时间离散的标准偏差时才成立。对于有机闪烁计数器或半导体探测器，当符合分辨时间大于 10^{-7}s 时这个假设就可以成立。在符合分辨时间接近于时间离散时，时间离散的影响就不能忽略了。因为，同时性事件的脉冲可能因脉冲前沿离散而成为时距大于符合分辨时间的非同时性脉冲，这就使这对脉冲在延迟时间 $t_d = 0$ 时不能产生符合而漏记。但是，当两符合道的相对延迟为 t_d 时，由于离散而引起时移为 t_d 的同时性脉冲，可因延迟 t_d 而得到补偿并引起符合。这样一来，瞬时符合曲线 $P_0(t_d)$ 将展宽成 $P(t_d)$，最大符合率则由 n_{c0} 下降为 n_m，如图 7.8(b) 的虚线所示。不过，两曲线下的面积却是相等的，即

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_0(t_d) \mathrm{d}t_d = \int_{-\infty}^{\infty} P(t_d) \mathrm{d}t_d$$

这时，符合分辨时间若按(7.12) 式定义则

$$\tau' = \frac{1}{2n_m} \int_{-\infty}^{\infty} P(t_d) \mathrm{d}t_d \tag{7.13}$$

n_m 为存在离散时瞬时符合曲线的最大计数率，所得的符合分辨时间 τ' 将大于(7.12) 式中的 τ。

为区别起见我们称 τ 为电子学分辨时间，τ' 为物理分辨时间。电子学分辨时间是不考虑脉冲前沿离散的影响。但是，脉冲前沿的时间离散是探测器所固有的，因此，包括了脉冲前沿离散的物理分辨时间更接近于实际情况。在某些情况下，τ' 与 τ 可相差一个数量级，但在慢符合($\tau \geqslant 10^{-7}$s) 情况下，$\tau' \approx \tau$。

在实际应用中，我们还常以瞬时符合曲线的半宽度(FWHM) 来定义符合分辨时间，即最高符合计数率的一半处的全宽度等于 $2\tau'$，见图 7.8(b)。可以证明，由半宽度和(7.13) 式所确定的分辨时间是极为相近的。

电子学分辨时间 τ 也是一个有用的物理量。实验上，确定 τ 和 n_{c0} 可用方框图 7.9所示的方法[11]。图中，符合单元 Ⅰ 是分辨时间为 τ_1 的快符合电路，输入端由可变延迟线改变相对延迟，用以测量瞬时符合曲线 $P(t_d)$；符合单元 Ⅱ 的分辨时间 τ_2 要数倍于脉冲前沿的平均时间离散，例 $\tau_1 = 2 \times 10^{-10}$s，$\tau_2 = 3 \times$

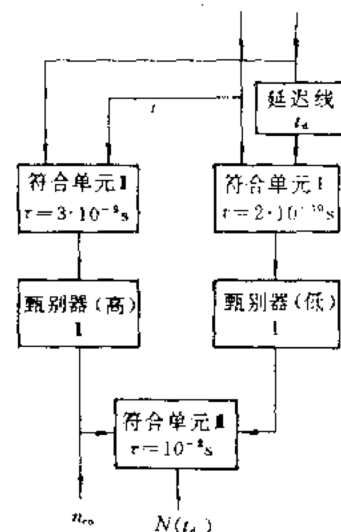


图 7.9　测定毫微秒符合电路电子学分辨时间的方框图

10^{-9}s。符合单元 Ⅱ 的甄别器 Ⅱ 的甄别阈应足够高，甄别器 Ⅰ 的甄别阈要足够低，以保证被符合单元 Ⅱ 所记录的全部事件都能被符合单元 Ⅰ 记录下来。在这种情况下，改变延迟时间 t_d 时，慢符合单元 Ⅲ 输出的符合计数率便能确定瞬时符合曲线 $P(t_d)$，而符合单元 Ⅱ 输出端的计数率便是 n_{c0}。

2. 符合效率

符合效率是符合测量和设计符合装置的一个重要参量。它反映了同时性事件的总产生率与符合计数率之间的关系。换言之，一个同时性事件发生后，被符合装置记录下来并产生符合计数的概率叫做符合效率。以测量级联辐射为例，假设放射源的每个核衰变都要通过级联辐射，则放射源的衰变率（即活度）就是同时性事件的总产生率。因而，符合效率 ε_c 定义为符合计数率 n_m 与放射源衰变率 A 之比，即

$$\varepsilon_c = \frac{n_m}{A} \tag{7.14}$$

符合效率由两种效率因素组成，即物理效率和电子学效率。

(1) 物理效率 ε_p：指真实符合计数率 n_{c0} 与放射源衰变率 A 之比，即

$$\varepsilon_p = \frac{n_{c0}}{A} \tag{7.15}$$

物理效率与探测器的几何布置、探测效率和符合电路的分辨时间有关。利用(7.7)式，ε_p 可写成

$$\varepsilon_p = \frac{n_{c0}}{A} = \frac{n_{c0}^2}{n_{rc}} \times 2\tau \tag{7.16}$$

例如，$2\tau \approx 10^{-9}$s，若要获得 $n_{c0} \approx 100$/s 及真偶符合为比 $n_{c0}/n_{rc} \approx 1000$，则 $\varepsilon_p \approx 10^{-4}$，并要求 $A \approx 10^6$。

(2) 电子学效率 ε_e：指符合计数率 n_m 与真实符合计数率 n_{c0} 之比，n_m 也就是瞬时符合曲线的最大计数率。由(7.12)，(7.13) 式得

$$\varepsilon_e \approx \frac{n_m}{n_{c0}} = \frac{\tau}{\tau'} \tag{7.17}$$

可见，电子学效率与符合电路的分辨时间、脉冲前沿的时间离散有关。

据上所述，符合装置的符合效率 ε_c 即等于物理效率和电子学效率的乘积，即

$$\varepsilon_c = \varepsilon_p \varepsilon_e \tag{7.18}$$

3. 时间分辨本领

时间分辨本领是指探测器和符合电路组成的符合装置对短时间间隔事件的分辨能力，即可分辨的两事件的最小时间间隔。很自然，我们会想到，符合分辨时间越小，时间分辨本领就越好。但是，实际上符合装置的电子学分辨时间是不能任意减小的，因为从辐射粒子进入探测器到输出定时脉冲之间的时距存在着时间离散。当时间离散的均方根值接近于电子学分辨时间时，符合效率降低。电子学分辨时间越小，符合效率就越低。因此，符合装置的时间分辨本领与探测器的时间特性有密切的关系。理论上，时间分辨本领常用探测器的时间离散的均方根值来表征；而实验上则用最佳瞬时符合曲线来标定。描述瞬时符合曲线常用两个量。一个是曲线的半宽度(FWHM)，有时还要考虑曲线的 1/10 高度上的全宽度(FWTM，简称 1/10 宽度)。另一个是曲线在半对数座标上两侧的斜率 $s_{1/2}$，称为仪器的半寿命，它基本上就是此符合装置测量核寿命的极限。几种探测器的半宽度 FWHM，和仪器半寿命 $s_{1/2}$ 的比较可见图 7.10。

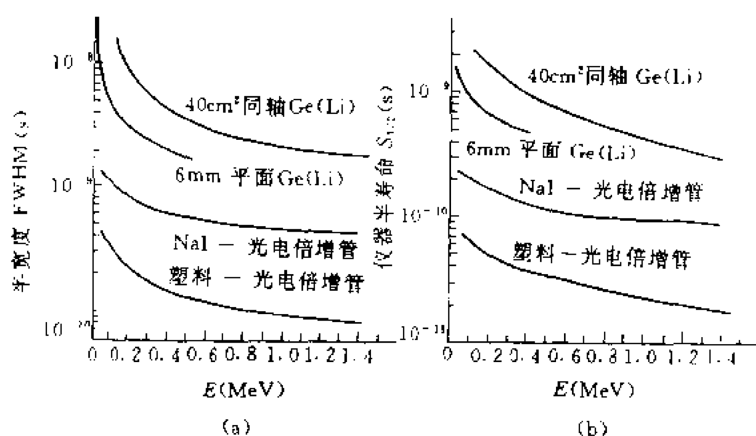


图 7.10 几种探测器的瞬时符合曲线半宽度和斜率

由上可见，时间分辨本领取决于时间离散。对于符合装置，影响时间离散主要因素是：

① 探测器在脉冲形成过程中的统计性涨落。它表现在脉冲上升时间和脉冲前沿波形的涨落以及脉冲幅度的涨落。

② 探测器和前置放大器的噪声。

③ 定时信号的拾取方法。因为在上述两因素固定后，恰当地选择定时信号的拾取方法可以减小时间离散，提高时间分辨本领。

二、延迟符合测量数据的分析

测量短时间间隔事件是延迟符合的重要应用[2,4,8-12]，例如，测量核激发态的平均寿命或粒子的飞行时间等。测量时距的范围一般是 $10^{-5}\sim10^{-11}$s。实验上，测量时距大于 10^{-8}s 的事件，一般只要用符合分辨时间小于 10^{-8}s 的慢符合谱仪。但是，测量时距小于 10^{-8}s 的事件，则一定要用分辨时间为 $10^{-8}\sim10^{-10}$s 的快慢型符合谱仪。在数据分析上，对平均时距远大于符合分辨时间的事件，分析起来比较简单。例如，核衰变的平均寿命 τ_e 远大于符合分辨时间 τ 时，延迟符合计数率 $N(t_d)$ 与延迟时间 t_d 成简单的指数关系，即

$$N(t_d) = n_0 e^{-\frac{t_d}{\tau_e}} + n_{rc} \tag{7.19}$$

式中 n_0 为 $t_d=0$ 时的符合计数率；n_{rc} 为偶然符合计数率，它可以根据(7.1)式由两符合道的单道计数率 n_1 和 n_2 求得。上式两边取对数后得

$$\ln[N(t_d) - n_{rc}] = -\frac{t_d}{\tau_e} + C \tag{7.20}$$

式中 C 为常数，可见由半对数坐标上直线的斜率即可求得平均寿命 τ_e。但是，若平均时距与符合分辨时间为同一数量级，甚至比符合分辨时间还小，则必须改进数据分析的方法。此外，为了提高测量的精度，降低测量时距的下限，应不断改进探测器和电子学线路的时间响应。目前，可以达到的时间分辨本领约 10^{-10}s，而由于数据分析方法的完善，可以分出 10^{-12}s 的平均时距。

以下，我们讨论平均时距接近甚至小于符合分辨时间的测量程序及数据分析。

用延迟符合方法测量短时间事件的一般程序如下：

(1) 测量瞬时符合曲线 $P(t_d)$　利用瞬发符合事件，测量不同延迟时间 t_d 的符合计数率，

即可得包括偶然符合计数率 n_{rc} 在内的瞬时符合曲线 $P'(t_d)$。因此减去偶然符合计数率 n_{rc} 后，即得瞬时符合曲线 $P(t_d)$，即

$$P(t_d) = P'(t_d) - n_{rc}$$

测量偶然符合计数率 n_{rc} 的简便方法是在快符合道中插入时延甚大于分辨时间 τ 的延迟线，此时测得的符合计数率即为 n_{rc}。

瞬时符合曲线 $P(t_d)$ 是符合系统对瞬发事件的响应曲线。显然，瞬时符合曲线与符合装置的工作条件（包括瞬发辐射的能量）有关。

(2) 测量延迟符合曲线 $N(t_d)$　实验测得的延迟符合曲线 $N'(t_d)$，同样地也要减去偶然符合计数率 n_{rc} 才能获得延迟符合曲线 $N(t_d)$，即

$$N(t_d) = N'(t_d) - n_{rc}$$

为了从概率的意义上把 $P(t_d)$ 和 $N(t_d)$ 联系起来，必须把 $P(t_d)$ 和 $N(t_d)$ 曲线下的面积归一化，即

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(t_d)dt_d = \int_{-\infty}^{\infty} N(t_d)dt_d = 1 \tag{7.21}$$

于是可得归一化的瞬时符合曲线和延迟符合曲线，如图 7.11 所示。

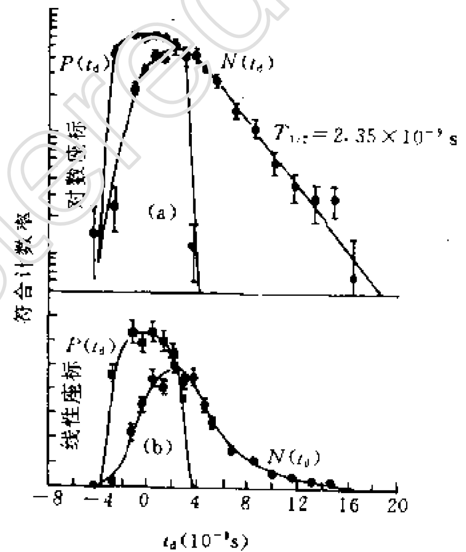


图 7.11　瞬时符合曲线和延迟符合曲线

以下介绍几种分析延迟符合曲线的方法。

1. 曲线矩法

归一化后的瞬时符合曲线实际上也表示一对时距为 t_d 的事件进入符合系统时能引起符合的概率。若短时间事件按时间间隔分布也是统计性的，设间隔为 t 时发生的概率为 $\omega(t)$，延迟时间为 t_d 时，脉冲对的相对时延为 $t_d - t$，发生符合的概率则为 $P(t_d - t)$。故延迟符合曲线 $N(t_d)$ 可以写成

$$N(t_d) = \int_{-\infty}^{\infty} P(t_d - t)\omega(t)\mathrm{d}t \tag{7.22}$$

可以证明：曲线 $N(t_d)$ 的曲线矩与 $P(t_d)$ 和 $\omega(t)$ 的曲线矩之间有如下关系

$$M_r(N) = \sum_{k=0}^{r} \frac{r!}{k!(r-k)!} M_{r-k}(P) M_k(\omega) \tag{7.23}$$

$M_r(N)$ 称为曲线 $N(t_d)$ 的 r 级曲线矩，即

$$M_r(N) = \int_{-\infty}^{\infty} t_d^r N(t_d)\mathrm{d}t_d \tag{7.24a}$$

同样，$M_{r-k}(P)$ 和 $M_k(\omega)$ 分别为曲线 $P(t_d)$ 和 $\omega(t)$ 的 $r-k$ 级和 k 级曲线矩，即

$$M_{r-k}(P) = \int_{-\infty}^{\infty} t_d^{r-k} P(t_d - t)\mathrm{d}t_d \tag{7.24b}$$

$$M_k(w) = \int_{-\infty}^{\infty} t^k w(t) \mathrm{d}t \tag{7.24c}$$

若短时间事件为级联衰变(如 β-γ 或 γ-γ) 则衰变概率 $\omega(t)$ 为

$$w(t) = \begin{cases} \frac{1}{\tau_e} e^{-\frac{t}{\tau_e}} & t \geqslant 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases} \tag{7.25}$$

于是(7.23) 式可写成

$$M_r(N) = \sum_{k=0}^{r} \frac{r\,!}{k\,!\,(r-k)\,!} M_{r-k}(P) k\,!\,\tau_e^k \tag{7.26}$$

上式第一至三级曲线矩方程(即 $r = 1,2,3$) 为

$$\tau_e = M_1(N) - M_1(P) \tag{7.27a}$$

$$M_2(N) = M_2(P) + 2\tau_e^2 \tag{7.27b}$$

$$M_3(N) = M_3(P) + 3M_2(P)\tau_e + 6\tau_e^3 \tag{7.27c}$$

(7.27a) 式说明,延迟符合曲线的矩心 $M_1(N)$ 相对于瞬时符合曲线的矩心 $M_1(P)$ 的位移量等于平均寿命 τ_e。这是估计平均寿命常用的方法,称为矩心位移法。矩心位移法的一种延伸,称作为 自比较法。它是在测量完级联辐射的延迟符合曲线 $N_1(t_d)$ 后,再交换探测器重测此级联辐射,得到另一条延迟符合曲线 $N_2(t_d)$。于是,两曲线 $N_1(t_d)$ 和 $N_2(t_d)$ 的矩心间距即为 $2\tau_e$。

同样,利用(7.27b)、(7.27c) 式可以由 $N(t_d)$ 和 $P(t_d)$ 曲线的二级矩和三级矩求出平均寿命 τ_e。

由此亦可看出,为了保证测量的精确度,测量瞬时符合曲线和延迟符合曲线时,使用的工作条件应尽可能相近,包括瞬发辐射和待测辐射的能量均应相近。

2. 斜率法

以级联衰变为例,衰变概率 $\omega(t)$ 为(7.25) 式所示,代入(7.22) 式得

$$N(t_d) = \int_0^{\infty} P(t_d - t) \frac{1}{\tau_e} \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_e}} \mathrm{d}t \tag{7.28}$$

令 $y = t_d - t$ 代入上式得

$$N(t_d) = \frac{1}{\tau_e} e^{-\frac{t_d}{\tau_e}} \int_{-\infty}^{t_d} \mathrm{e}^{\frac{y}{\tau_e}} P(y) \mathrm{d}y \tag{7.29}$$

上式求微商得

$$\frac{dN(t_d)}{dt_d} = \frac{1}{\tau_e}[P(t_d) - N(t_d)] \tag{7.30}$$

(7.29) 式取对数后再求微商得

$$\frac{\mathrm{d}[\ln N(t_d)]}{\mathrm{d}t_d} = -\frac{1}{\tau_e}\left[1 - \frac{P(t_d)}{N(t_d)}\right] \tag{7.31a}$$

$$= -\frac{1}{\tau_e} \quad \text{当 } N(t_d) \gg P(t_d) \text{ 时} \tag{7.31b}$$

由(7.30)、(7.31) 式可见图 7.12 的 $N(t_d)$ 和 $P(t_d)$ 有如下特点:

(1) 瞬时符合曲线 $P(t_d)$ 与延迟符合曲线 $N(t_d)$ 相交于曲线 $N(t_d)$ 的极大值,即

$$P(t_d) = N(t_d) \text{ 时}, \frac{\mathrm{d}N(t_d)}{\mathrm{d}t_d} = 0$$

(2) 在某一延迟时间 t_d 上，由 $P(t_d)$ 与 $N(t_d)$ 之差及在 t_d 时 $N(t_d)$ 的斜率也可以求得平均寿命 τ_e，即

$$\tau_e = \frac{P(t_d) - N(t_d)}{\frac{\mathrm{d}N(t_d)}{\mathrm{d}t_d}}$$

(3) 曲线满足 $N(t_d) \gg P(t_d)$ 的部分，在半对数坐标上直线 $\ln N(t_d)$ 的斜率等于平均寿命 τ_e 的倒数。显然，此法仅适用于 $\tau_e \gg \tau$ 的情况。这种由曲线的斜率求平均寿命的方法称为斜率法。

3. 面 积 法

在延迟时间 t_{d1} 和 t_{d2} 之间积分(7.31)式得

$$\tau_e = \frac{\int_{t_{d_1}}^{t_{d_2}} N(t_d)\mathrm{d}t_d - \int_{t_{d_1}}^{t_{d_2}} P(t_d)\mathrm{d}t_d}{N(t_{d1}) - N(t_{d2})}$$

于是，由 t_{d1} 和 t_{d2} 间的符合曲线下面所包围的面积之差以及计数率差，也可求得平均寿命 τ_e，而不必涉及整个曲线，这种方法称为面积法。

第三节　符合测量装置

一、定时信号的拾取

在快符合道中，定时信号的拾取方式与获得良好的时间分辨本领有直接的关系，因为有三种主要因素限制了时间分辨本领。

(1) 探测器和放大器的噪声。　由于噪声叠加在脉冲上，造成脉冲前沿的晃动，如图 7.12(a) 所示。当拾取电路的甄别阈固定时，脉冲触发的时间将在一个范围内晃动，从而造成定时的误差。晃动的大小与噪声的幅度、甄别阈附近脉冲上升的斜率有关。

设噪声的均方根值为 σ_V，在触发阈附近脉冲上升的斜率为 $(\mathrm{d}V(t)/\mathrm{d}t)_{t=T}$，则触发时间晃动的均方根值 σ_t 为

$$\sigma_t = \frac{\sigma_V}{\left(\frac{\mathrm{d}V(t)}{\mathrm{d}t}\right)_{t=T}}$$

倘若系统的噪声是恒定的，则大幅度脉冲有较大的斜率，相应的晃动较小；小幅度脉冲有较小的斜率，相应的晃动较大。脉冲幅度的大小又与入射粒子的能量有关。因此，噪声引起的时间离散也与入射粒子的能量有关。

(2) 脉冲波形的涨落。　脉冲波形的涨落决定于探测器中脉冲形成过程的涨落因素，它表现在脉冲起始部分的上升斜率和上升时间的涨落，由此也可以造成触发时间的晃动，如图 7.12(b) 所示。

(2) 脉冲幅度不同引起的时移。　当拾取电路的触发阈固定时，对于不同幅度的脉冲，即使上升时间都相同其触发的时间也会因幅度而发生移动，如图 7.12(c) 所示。这种因幅度不同而引起的触发时间移动称为时移。有些探测器，如塑料闪烁计数器虽然具有快上升时间的特性，但能量分辨率却很差，即使入射粒子在其中损耗相等的能量，输出脉冲幅度也会有很大的

差别。这种情况下，时移就成为限制时间分辨本领的重要因素。

因此，要提高仪器的时间分辨本领，首要的问题必须使上述因素有最小的影响。对于同类探测器，一般地说，灵敏体积大，时间离散也大。然而，考虑到探测效率，用于符合的探测器也不宜太小，要根据实验的要求来权衡利弊。其次，还要考虑时间信号从探测器引出的方法，以及定时信号的拾取方式，因为从探测器引出时间信号和能量信号是根据不同的要求选取的。前者要求有快速上升的前沿，后者要求有好的能量线性。对于闪烁计数器，常从阳极引出饱和电压脉冲作为时间信号，从前数个打拿极引出线性电压脉冲作为能量信号。对于半导体探测器，能量信号和时间信号也常常是分开引出的，时间信号大多是引出电流脉冲（或电荷脉冲）经快电流（或电荷）放大器放大后输入拾取电路来拾取定时信号。拾取的原理有如下数种，目的都是为了尽量减小时间离散。

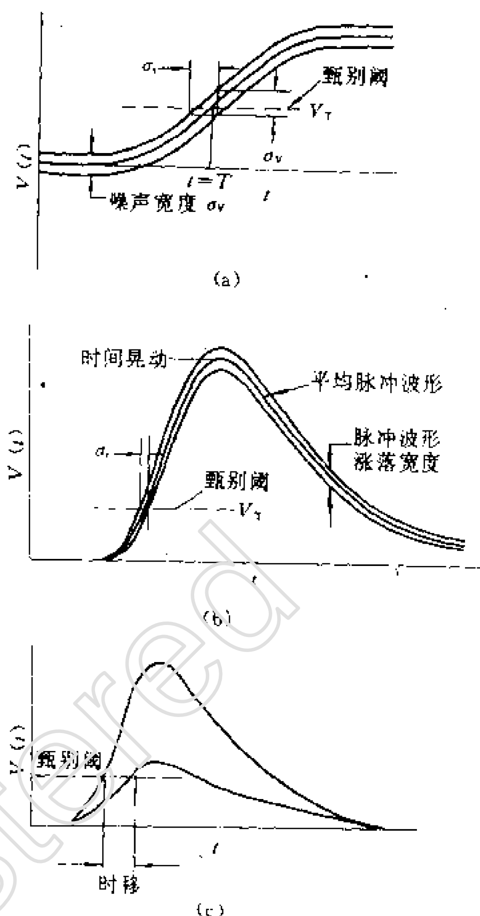


图 7.12　噪声、波形涨落和幅度不同造成的时间离散

1. 脉冲前沿拾取法

脉冲前沿拾取法是最常用的拾取方法。通常是用固定甄别阈的快速甄别器或快速灵敏限幅器来拾取定时信号。由上述讨论可知，为了减小脉冲幅度和上升时间涨落所造成的不规则时移，甄别阈要足够低，但还要略高于噪声电平，以不致于被噪声所触发。脉冲前沿拾取法的缺点是，在保持最佳时间分辨本领的条件下，脉冲幅度的动态范围（即幅度变动的范围）太小。例如，动态范围为 100：1 时，时间离散一般约 10ns。实际上，前沿定时法大多用于塑料闪烁探头。

2. 过零定时法

过零定时法是为了克服脉冲幅度不同而造成的时移，以扩大脉冲幅度的动态范围。实现抗时移的方法是用双微分电路或双延迟线把探测器输出的脉冲变成双极性脉冲。这样，只要脉冲的上升时间相同，不论幅度的大小，经过双微分或双延迟线削波后，形成的双极性脉冲都有相同的过零点。因此，用过零点触发的甄别器（即过零甄别器）就可以实现抗时移的目的。图 7.13 就是过零定时法的原理图。在上图中，闪烁计数器阳极输出的负极性脉冲经过双延迟线放大器后就输入过零甄别器，相应的波形见图的下方。a 为探测器输出的波形，b 为双极性脉冲，c 为过零甄别器输出。上述微分电路的时间常数或延迟线的延迟时间一般要大于脉冲的上升时间，而双极性脉冲的过零点则决定于时间常数或延迟时间。过零定时法较好地克服了时移，但从理论上分析，如果不计时移的贡献，过零定时法所能获得的最佳分辨时间仍然不如前沿定时法。例如，对塑料闪烁体，用过零法的分辨时间约比前沿定时法大 1 倍；而对 NaI(Tl) 闪烁体就更大了，过零定时的分辨时间要比前沿定时法大一个数量级[7]。因此，用无机闪烁体作短时间测量

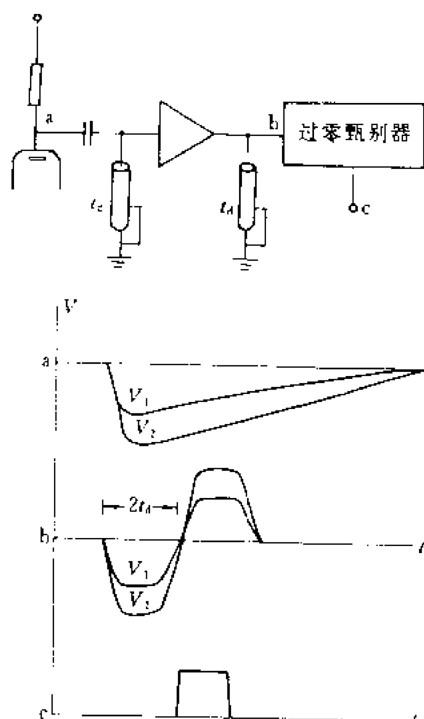


图 7.13　过零定时法原理图

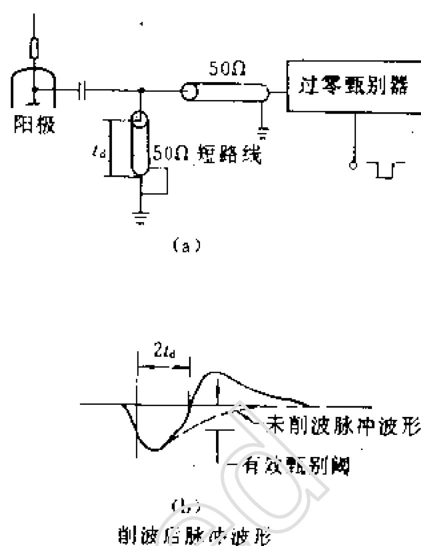


图 7.14　快速过零法原理图

时不宜采用过零定时法。

一种改进的过零定时法称为快速过零法，它的原理可用图 7.14 来说明，不过它只适用于有机和塑料闪烁体。在光电倍增管的阳极输出端接一段终端短路的阻抗为50Ω的高频延迟线，其单向延迟时间为 t_d。这样，由光电倍增管输出的负电流脉冲经 $2t_d$ 时间后，与短路线反射回来的正脉冲叠加成过零的双极性脉冲，其过零点正好等于 $2t_d$ 加上脉冲前沿上升到最大幅度的恒定百分比时所需的时间。这百分比的幅度称为恒比幅度。由探测器输出的脉冲不论幅度大小，只要它的上升时间相同，上升到恒比幅度的时间也是一样的。因此，过零点就不受脉冲幅度差别的影响。在这种电路中，恒比幅度的选择是通过改变延迟时间 t_d 来达到的，也就是改变延迟线长度。实验上 t_d 是根据探测器输出脉冲的后沿下降到恒比幅度的时间来确定。例如，触发阈相当于 10% 恒比幅度时，$2t_d$ 应等于脉冲后沿下降到最高幅度 10% 的时间。实验证明，触发阈相当于 50% ～ 60% 恒比幅度时，时间离散最小。一个典型的结果，例如对塑料闪烁探头，当动态范围为 100：1 时，时间离散小于 ± 100ps。

3. 恒比定时法

恒比定时也称为恒比过零定时，它实际上是由快速过零法发展而来的。因为，只要探测器输出脉冲的上升时间相同，脉冲升至恒比幅度的时间就一样。因此，若在恒比幅度上拾取定时信号就可以克服时移的影响，其原理可由图 7.15 来说明。由光电倍增管或快放大器输出的波形，如图中波形 a 所示，幅度为 V_1，V_2，上升时间为 t_r。在拾取电路中分成两路，一路把脉冲衰减 f 倍，然后再倒相成幅度为 fV 的反向脉冲，如图中的波形 b，f 为恒比幅度的百分数。另一路将输入脉冲延迟 t_d，选 $t_d > t_r$，如图中波形 c。然后，把两脉冲相加得总和脉冲，如图中波形 d。当探测器输出脉冲的上升时间相同时，总和脉冲的过零点就决定于恒比幅度，这样就消除了时移，

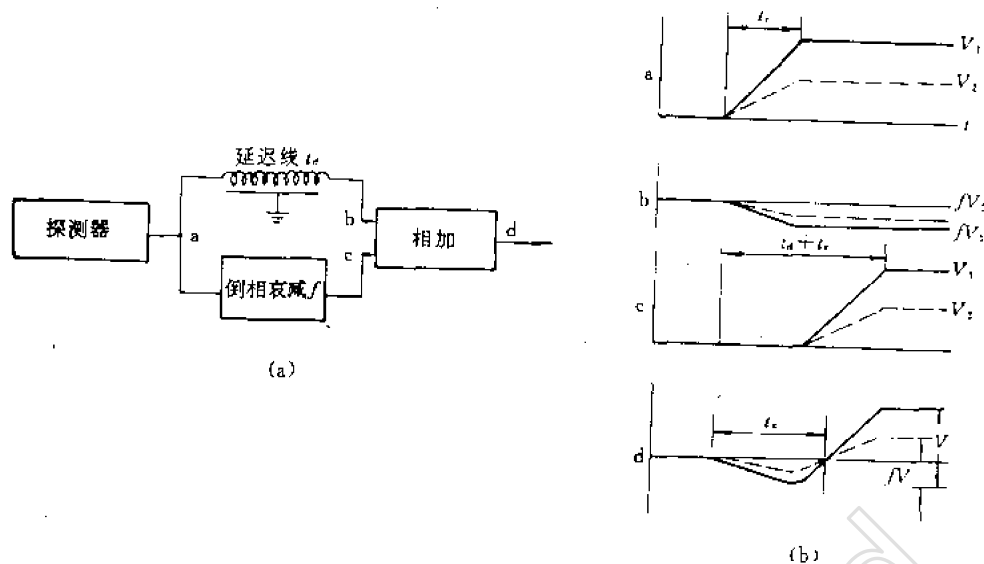


图 7.15　恒比定时法原理图

获得了较大的动态范围。典型的数据，例如，当动态范围为 100：1 时，时间离散可小于 ± 150ps。此法最适合于有机闪烁体。图 7.16 为塑料闪烁符合探头用恒比定时法拾取时，所得到的不同动态范围的时间分辨本领，数据用^{60}Co 的瞬时符合曲线的半宽度和 1/10 宽度来表示。

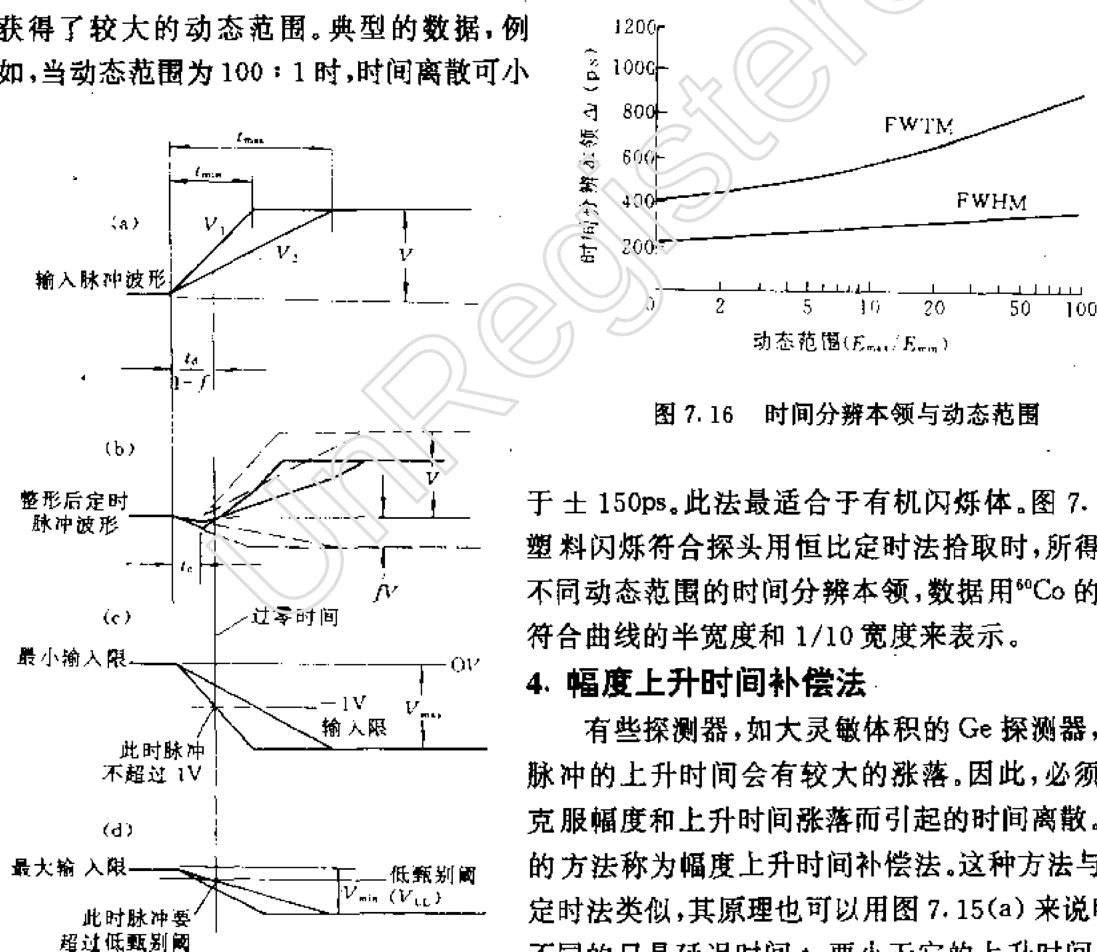


图 7.16　时间分辨本领与动态范围

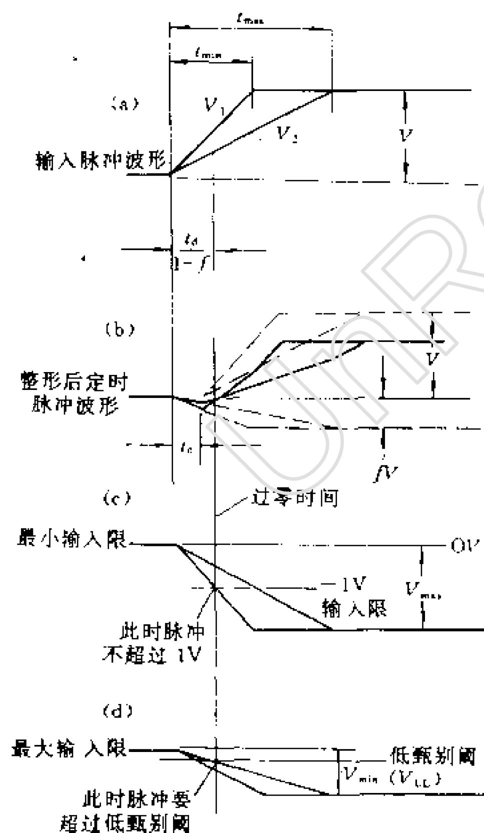


图 7.17　幅度上升时间补偿法原理

4. 幅度上升时间补偿法

有些探测器，如大灵敏体积的 Ge 探测器，输出脉冲的上升时间会有较大的涨落。因此，必须同时克服幅度和上升时间涨落而引起的时间离散。采用的方法称为幅度上升时间补偿法。这种方法与恒比定时法类似，其原理也可以用图 7.15(a) 来说明，所不同的只是延迟时间 t_d 要小于它的上升时间 t_r，即 $t_d < t_r$。只要 t_d 选择适当，就可以同时补偿幅度和上

升时间涨落的影响，获得最小的时间离散。图 7.17 绘出了幅度相同但上升时间不同的脉冲的补偿原理，至于幅度不同的脉冲的补偿原理与图 7.15(b) 是相似的。在图 7.17(a) 中波形为探测器输入拾取电路的脉冲 V_1 和 V_2 其幅度相同但上升时间相应于最大和最小。如同图 7.15(a)，脉冲输入拾取电路后分两路，一路经延迟单元把脉冲延迟 t_d，另一路将脉冲衰减 f 倍并倒相，波形如图 7.17(b) 的虚线所示。然后两路脉冲再相加，波形如实线所示。可见，对不同上升时间的脉冲，其总和脉冲的过零点也都相同，可以证明，它等于 $t_d/(1-f)$。这样，幅度和上升时间的涨落同时得到补偿。图 7.18(c,d) 绘出了获得补偿的动态范围。

实际上，要得到最佳的时间分辨本领，延迟时间 t_d 和衰减倍数 f 要根据探测器和实验条件（如动态范围，信噪比等）来选择。如图 7.18 为用 NE213 型塑料闪烁体与 XP1040 型光电倍增管组合的符合探头所测得的时间分辨本领与衰减倍数 f（亦即恒比触发阈）的关系。可见，该探头当 $f \approx 10\%$ 时的时间分辨本领为最佳。

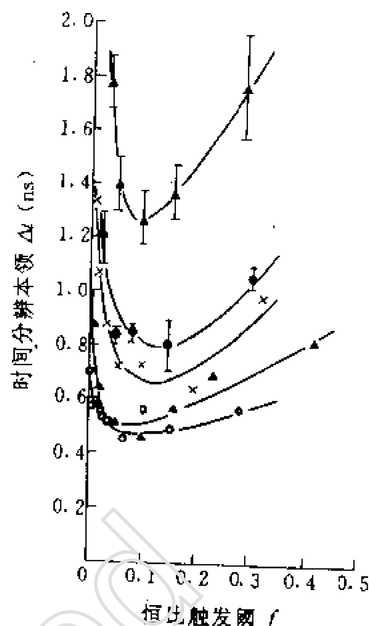
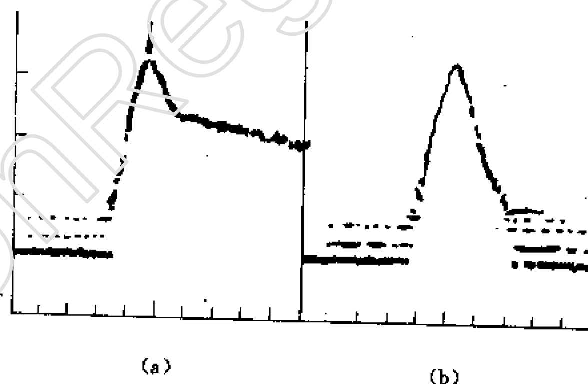


图 7.18　时间分辨本领与恒比触发阈的关系

5. 舍弃慢上升脉冲的定时法

这种拾取法类似于幅度上升时间补偿定时法，只是排除掉上升时间特别慢的脉冲信号。因为，即使最好的高纯 Ge 探测器，都有一部分慢上升时间的脉冲，它是发生于弱电场区的核事件产生的。这种脉冲的概率虽不大，但却会使符合曲线的底部展宽，如图 7.19(a)。舍弃慢上升脉冲后，瞬时符合曲线再低于 1/10 宽度处就可见到明显的改善，如图 7.19(b) 所示。



(a)　　(b)

图 7.19　两种时间拾取法的瞬时符合曲线

(a) 恒比定时法　　(b) 舍弃慢上升脉冲法

二、符合能谱仪

1. 多道符合能谱仪

利用多道分析器作分析道所组成的多道符合能谱仪在核物理实验中有广泛的应用。常见

的一种如方框图 7.20。图中与探测器 I 相联的符合道用来选择特定的事件，称为选择道。与探测器 I 相联的符合道的脉冲是待分析事件的信号，称为分析道。两符合道的脉冲都送入符合电路以选择有关联的事件对，符合电路的输出用来开启两符合道中的线性门电路。这样，在符合道 I 中，单道分析器输出的门信号脉冲，即对应于与待分析事件有时间关联的特定事件的脉冲，当用门信号开启多道分析器的线性门时，分析信号输入多道分析器就可得到与特定事件相关的符合谱。

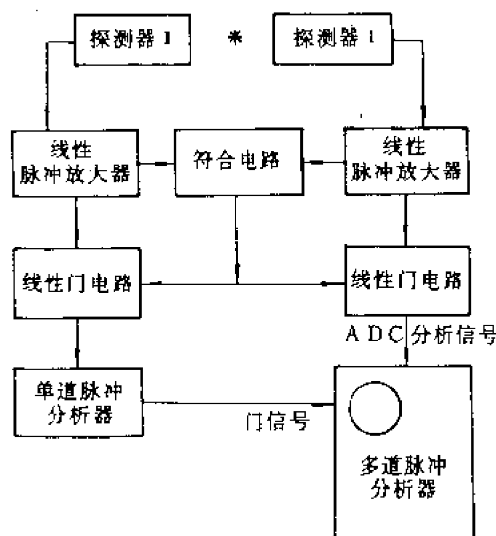


图 7.20　多道符合能谱仪

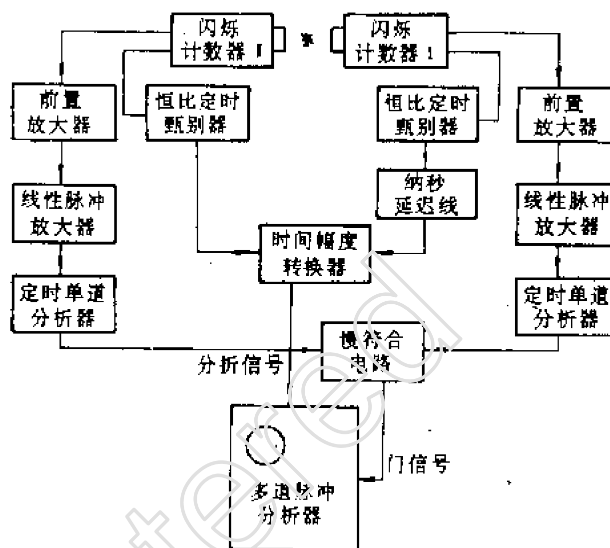


图 7.21　快慢型多道符合能谱仪

另一种典型的快慢型谱仪如方框图 7.21 所示。快符合电路输出的脉冲与探测器 I 的选择道脉冲都送入慢符合电路，其输出就作为开启多道分析器的门信号。于是，多道分析器就可测得短时间相关的符合谱。在这类谱仪中，为了保证同时性脉冲经各符合道后有相同的时延，在快符合输出和慢符合道中常串联适当的延迟单元，以保证分析信号和门信号同时到达多道分析器。此外，还可根据实验的要求增减方框图的部件，例如，分析信号可经偏置放大器后再输入多道分析器以扩展峰位的谱线等。

符合谱仪除了用于符合能谱测量外，类似的组合还应用于各种特殊的能谱仪，如双晶康普顿谱仪和三晶电子对谱仪等。在核反应实验中，如粒子鉴别系统等（见第十三章）也有相似的组合。

2. 多参数符合谱仪

描述核过程往往需要很多参数，而且这些参数之间还可能存在复杂的内在联系。譬如，在核反应过程中，入射粒子的能量、复合核的衰变方式、出射粒子的能量及角分布、生成核在退激到基态时所发射的 γ 射线能量等，这些参数都可以是彼此相关的。过去，要了解它们之间的相关性是采用将实验简化成单参数的办法，也就是说将除了某参数以外的其它参数固定，用单参数分析器记录某参数的分布。然后，再选取一组除某参数以外的其它参数，重复进行实验，又得到某参数的另一分布。这样，经过大量实验后，我们才能看到不同参数之间的关系。这就是上述单道和多道符合能谱仪的测量方法。显然，用这种方法来获取大量的实验数据，记录事件频率在多参数中的分布，不但费时，而且要耗费昂贵的设备运转费用，还不能保持统一的实验条件，

影响测量的精度。为此，发展了高效率的多参数分析系统，其中最常用的是双参数系统，也称为两维分析器，其原理可用图 7.22 来说明。由探测器 Ⅰ、Ⅱ 输出的脉冲经线性放大器放大后输入模拟数字转换器(ADC)，把脉冲幅度变换成相应标码的脉冲。模拟数字转换器由符合电路输出的脉冲来开启，转换器的后续系统如图 7.22 就是简单的两维分析器示意图。两符合道的脉冲经模拟数字转换成相应标码的脉冲后，分别输入 X 和 Y 标码的地址定标器，选定相应的地址(x,y)。然后，通过逻辑控制将存贮器中地址(x,y)的存数"读出"至加1定标器。经加1后重新"写入"存贮器，这样，就完成了一次双参数事件的分析和记录。

两维分析系统扩大了多道符合谱仪的功能，使得有可能在一次测量中同时获得所有相关的辐射的能谱，如图 7.23 所示。

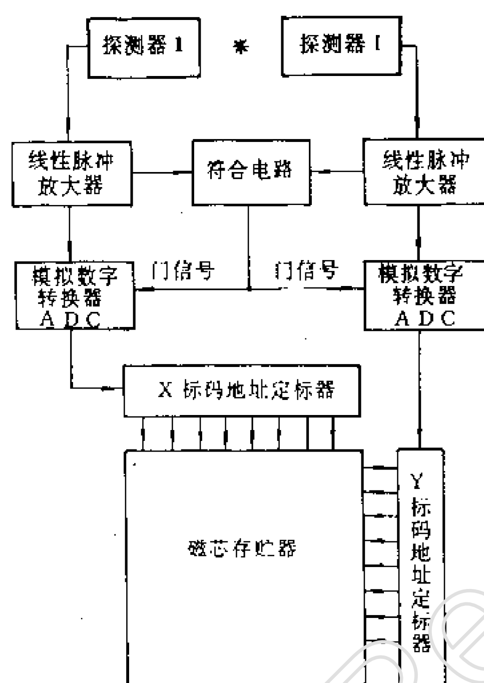


图 7.22 两维分析系统

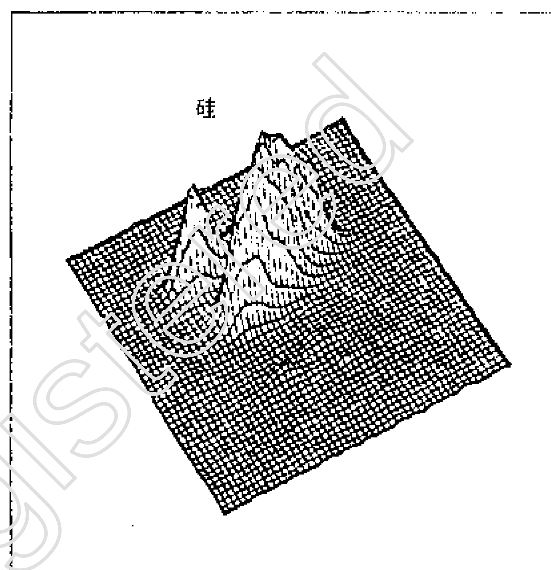


图 7.23 两维符合能谱的显示图像

以上介绍的双参数分析系统与单参数的多道符合谱相比，效率大大提高了，但若按此原理进一步发展就要受磁芯存贮器容量的限制。为了解决这一困难，十多年来出现了多种形式的多参数分析系统，其进展大多是集中在存贮器的组织及提高存贮效率的问题上。除了把单维的多道分析器改成两维分析器外，比较重要的分析系统如相关存贮分析器，伪随机变换型分析器和大容量磁盘以及用小型计算机代替分析器等[7]。

三、时间分析谱仪

测量核事件之间、时标脉冲源与核事件之间的短时间间隔是核物理的一项重要技术。例如，测量核激发态的短寿命、正电子在各种物质中的平均湮没寿命、核粒子的飞行时间以及高时间分辨本领的探测器性能的测试等。测量的装置统称时间分析谱仪。这种谱仪有两类：一类是根据延迟符合原理组成的单道时间谱仪，另一类是根据时间幅度变换原理组成的多道时间谱仪。

测量短时间间隔的单道时间谱仪实际上就是快慢型符合谱仪，如图 7.7 所示。只是在两个快符合道中串联可变延迟线，以便逐点改变延迟时间来测量延迟符合曲线。单道时间谱仪的缺点是要花费很多测量时间才能获得足够精度的延迟符合曲线，而仪器的长时间稳定性问题往往难于满足要求，从而增加了测量的误差。此外，由于时间离散，在固定的延迟时间下，总有一部分符合事件漏记，电子学符合效率总是低于 100%。然而，用纳秒时幅变换器代替快符合电路的多道时间谱仪克服了上述缺点，显著地缩短了测量时间，提高了符合效率，使分析器有可能用于短半衰期核素的测量。

方框图 7.24 为一对以闪烁计数器为探头的多道时间谱仪的原理图。由光电倍增管阳极输出的信号经恒比定时甄别器整形后输入 时间幅度转换器(TAC)。转换器将两探头输出的起始和终止脉冲的时距线性地转换成对应的脉冲幅度。由转换器输出的脉冲作为分析信号输入多道分析器。至于慢符合道的信号就取自光电倍增管的打拿极，经幅度甄选后送入慢符合电路，其输出就是相关事件的信号，以此开启多道分析器的线性门。这样，多道分析器的道数经时间刻度后，脉冲谱即为延迟符合曲线。

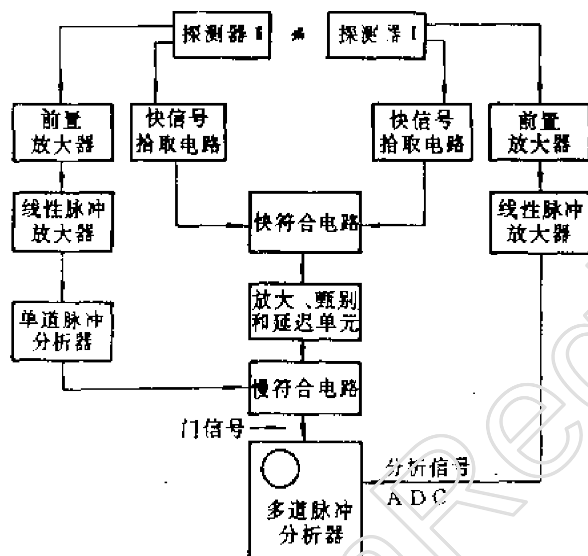


图 7.24　多道时间谱仪方框图

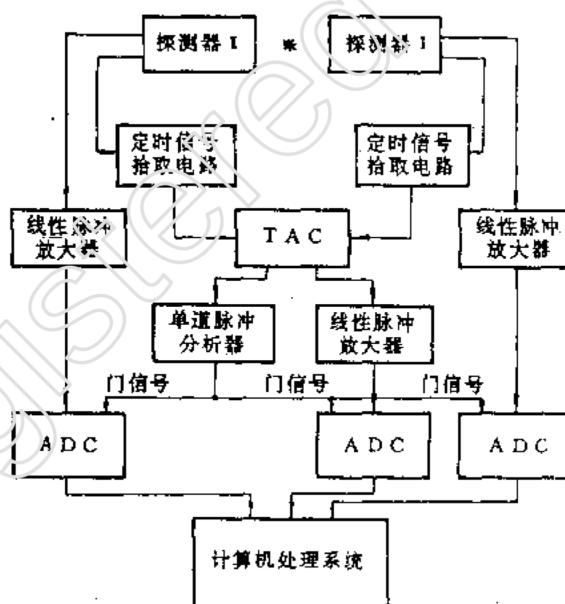


图 7.25　三参数符合分析系统

多道时间谱仪同样可以组成多参数分析系统，这种系统以两个慢符合道的辐射能量和快符合道中辐射间的时距作为三个参数。分析所得的结果除了包括所有相关辐射的符合能谱外，还能得到符合的多道时间谱。一组典型的三参数符合系统如图 7.25 所示。由两个慢符合道输出的线性脉冲以及由快符合道的时间转换器输出的线性脉冲分别送入三个模拟数字转换器。同时，这三个模拟数字转换器的门均由时间转换器后面的单道分析器的输出来开启。单道分析器的阈和道宽正好落在时间谱的一段区间内。这样，将三个模拟数字转换器的输出送入电子计算机系统处理就可得到全部相关辐射的符合能谱外和时间谱。

习　　题

1. 试用泊松分布证明偶然符合关系式(7.1)

$$n_{rc} = 2\tau n_1 n_2$$

2. 用β-γ符合装置分别测量^{137}Cs和^{60}Co的β-γ符合，试分析真符合和偶然符合的来源及真偶符合比。(提示:参考^{137}Cs和^{60}Co的衰变图，注意激发态寿命。)

3. 在符合实验中如何选择合适的源强?什么因素的限制使源强不能太大?反之，是否越弱越好?为什么?

4. 用快慢符合谱仪测瞬时符合曲线时，为何延迟时间t_d远大于符合分辨时间τ时所得符合计数就是偶然符合?

参 考 文 献

[1] S. Flugge (Eds), Encyclopedia of Physics, Vol. 45, p. 222, Springer-Verlag, Berlin, 1985.

[2] K. Siegbahn (Eds), Alpha-Peta-and Gamma Spectroscopy, Vol. 1, p. 539; Vol. 2, p. 905, North-Holland, Amsterdam, 1965.

[3] Kai Siegbahn (Eds), Beta and Gamma Ray Spectroscopy, p. 201, p. 494, Interscience Publishers Inc. New York, 1955.

[4A] J. H. Hamilton, J. C. Manthuruthil, Radioactivity in Nuclear Spectroscopy, Vol. I, p. 489, Gordon and Breach, New York, 1972.

[4B] 同上, Vol. Ⅱ, p. 609, 1972.

[5] ORTEC Physical Sciences Division, Radiation Spectroscopy and Analysis Instruments for Research and Industry, 1976.

[6] G. 伯托利尼、A. 科什著，金芜、谭泽祖译，半导体探测器，原子能出版社，1975年.

[7] E. 科瓦尔斯基著，何殿祖译，核电子学，原子能出版社，1975年.

[8] C. E. 克劳塞梅尔，高物、伍实译，应用γ射线能谱学，144页，原子能出版社，1975年.

[9] A. B. Куценко, 物理译丛(核物理及理论物理)第5期，14(1965)。译自 П. Т. Э. 1, 3 (1960).

[10] Z. Bay, IRE. Trans. Nucl. Sci., Nov. 12 (1956).

[11] Z. Bay et al., Phys. Rev., 100, 1107 (1955).

[12] H. de. Harrd, 物理译丛(核物理及理论物理)，第5期，4 (1965). 译自 Nucl. Instr. 2, NO2, 73 (1958).

[13] 章█森，物理译丛(核物理及理论物理)，第5期，1 (1965).

[14] J. P. Fouan, J. P. Passerieux, Nucl. Instr, Meth., 62, 327 (1968).

[15] D. A. Gedka et al., Nucl. Instr. Meth., 58, 253 (1968).

[16] B. T. A Mckee, Nucl. Instr. Meth., 62, 333 (1968).

[17] R. L. Chase, Rev. Sci. Instr., 39, 1318 (1968).

第八章　α、β 源活度测量

第一节　概　　述

放射性活度的测量和核科学技术领域的各个方面的发展有十分密切的关系。例如：低能核物理中许多核衰变参数和某些反应参数的确定，最终要归结到样品放射性活度的测量。放射性核素的生产及其在工、农、医等学科研究中的应用，以及环境监测等方面都涉及到放射性活度测量。所以说，放射性活度的测量及标定，在核物理及核技术应用中有着很重要的地位。放射源活度的测量涉及面较广，源活度范围又很大，每一种方法往往只适用一定范围。本章介绍的方法，只适用微居级源活度的测量。

本章主要介绍 α、β 源活度的测量。关于能量测量方法将在第九章内介绍。关于 γ 源活度测量将在第十章中介绍。

第二节　α 放射源活度的测量

核工程、辐射防护、核物理实验以及放射性样品测量中，常常会碰到 α 放射源活度的测量问题。本节主要叙述薄 α 源活度的绝对测量及厚样品的 α 比放射性测量。

一、小立体角法测薄 α 源活度[1]

假定放射源各向同性地发射出 α 粒子，而测量仪器的效率是已知的，则通过记录一定立体角内的 α 粒子计数率便能推算出源的活度。

图 8.1 是小立体角法测 α 源活度的具体装置示意图。在一个长管子的两端分别放置源和探测器，靠近源的一侧内壁有一阻挡环，阻挡环采用原子序数低的物质做成。放射源发出的 α 粒子经准直器打到探测器（闪烁体）上，闪烁体发出的光子经光导进入光电倍增管。为了达到接近于点源的几何安排，源和探测器间距要稍为远一点。管子的长度一般为几十厘米，这比 α 粒子在大气中的射程要长。因此，管内要抽真空，以避免空气的吸收和散射。准直器孔径的大小确定了探测器对源所张的立体角。为了计算立体角准确，准直孔轴线与源轴线要重合。由于探测器对源所张的立体角很小，α 粒子从源承托膜上的反散射可不考虑。闪烁体可以是硫化锌荧光屏或碘化铯薄闪烁体，也可用薄塑料闪烁体。若不用闪烁体，可用半导体探测器（如金硅面垒型探测器）或薄窗正比计

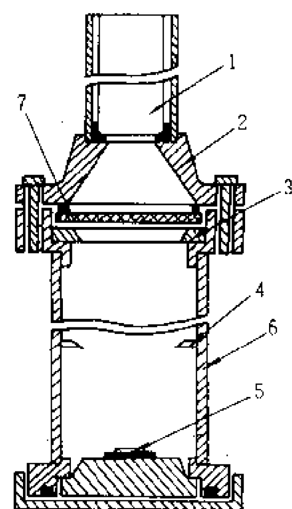


图 8.1　测定 α 源活度的小立体角装置

1——光电倍增管；2——光导；3——准直器；4——阻挡环；5——源；6——长管；7——闪烁体。

数管。

设放射源活度为 A，每衰变放出一个 α 粒子*，测到的计数率为 n，本底计数率为 n_b，则净计数率为：

$$n_0 = n - n_b = \frac{\Omega}{4\pi}A \tag{8.1}$$

式中 $\Omega/4\pi$ 为探测器对源所张的相对立体角，它的大小可由如下所述的计算中得到。相对立体角又称几何因子，记为 f_g。我们知道，在球面座标中，立体角为

$$\Omega = \int_0^{\alpha}\sin\theta d\theta\int_0^{2\pi}d\phi \tag{8.2}$$

(8.2)式中 α 为 θ 的最大值，如图 8.2 所示。对点源有

$$\cos\alpha = h/\sqrt{h^2 + r^2} \tag{8.3}$$

(8.3)式中，h 为源到准直孔的垂直距离，r 为准直孔半径。将(8.3)式代入(8.2)中并积分，便得

$$\Omega = 2\pi(1 - h/\sqrt{h^2 + r^2}) \tag{8.4}$$

$$f_g = \frac{1}{2}(1 - h/\sqrt{h^2 + r^2}) \tag{8.5}$$

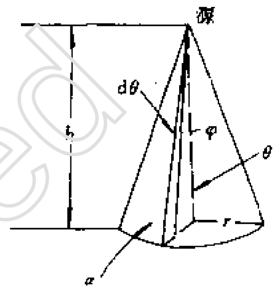


图 8.2 计算立体角的示意图

实际情况中，源面积总有一定大小。例如，在放射源为均匀圆平面时，如图 8.3 所示，一般源的半径 ρ 和源到准直孔距离 h 相比不能忽略，就无法用刚才讨论的(8.5)式。Wu[2]等用投影方法对此进行了计算。这时的几何因子可用下面的公式来计算。R_1 为源半径，R_2 为探测器半径，当源面沿 (θ,φ) 投影到探测器所在平面上，只有其投影与探测器圆面重叠部份 $S(\theta,\varphi)$ 的粒子才被探测器记录，见图 8.3。此时，几何因子为

$$f_g = \frac{1}{R_1^2\pi}\iint S(\theta,\varphi)\sin\theta d\theta d\varphi/4\pi \tag{8.6}$$

对不同源半径及探测器半径的数值计算结果列于本书末附录中。

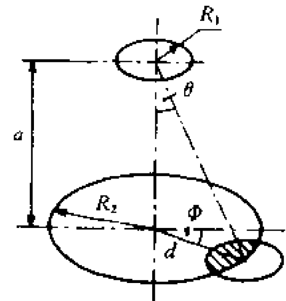


图 8.3 圆形源和探测器的几何位置图

应用(8.1)式来计算 α 源活度时要注意测到的计数率 n 必须对分辨时间进行修正。设装置的分辨时间为 τ，测到的计数率为 n，则真正进入计数管的粒子数应为

$$n' = \frac{n}{1 - n\tau}$$

引进分辨时间修正因子 f_τ：

$$f_\tau = \frac{n}{n'} = 1 - n\tau \tag{8.7}$$

有关分辨时间的实验测定，在第三章里已有介绍。结合(8.1)式及(8.5)式，并考虑到本底计数率要比样品计数率低很多，因此，放射源活度可由(8.8)式表示：

* 在本章讨论中，除非另有说明，都指每次衰变放出一个 α 粒子(α 衰变)或一个 β 粒子(β 衰变)。

$$A = \frac{n - n_b}{f_g f_r} \tag{8.8}$$

小立体角法测α源活度的准确度很高。然而要求待测样品做成薄而均匀的源，活性区的直径也不能太大，这样才能满足点源的近似及忽略自吸收的影响。射线被源物质自吸收将使计数率和能谱都有改变。为了鉴定α源的自吸收是否严重，可以预先测定源的能谱。α源是单能的，它的射程很短，当源厚度增加时，自吸收变得严重起来，因此谱线向低能方向畸变，峰的分辨率也愈来愈坏。

二、厚样品的放射性比活度测量

当样品厚度不能认为是无限薄时，必须考虑自吸收。为此需要知道α粒子在样品中的射程。这是很难测准的。所以，厚样品常常通过比放射性，即每克样品的放射性活度，作相对测量。

设样品比放射性为 A_m，每次衰变放出一个α粒子，样品质量厚度为 t_m，面积为 S，而且假定样品直径远大于样品厚度。我们考虑样品中离表面距离为 x，厚度为 dx 的一薄层，如图(8.4)，对这一薄层中向上出射的所有粒子中，只有在样品中穿过的实际厚度小于其在样品中射程的那些粒子，才有可能从样品表面射出进入探测器。这相当于以 O 点为顶点在 θ 圆锥内发射的α粒子。这一部份占 O 点发射的α粒子总数的份额为

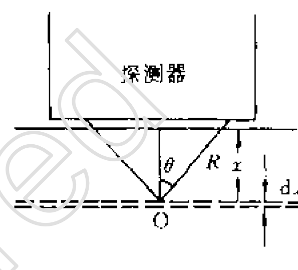


图 8.4　厚样品自吸收

$$W = \frac{\Omega(\theta)}{4\pi} = \frac{1}{2}(1 - \frac{x}{R}) \tag{8.9}$$

于是，深度为 x 的薄层 $\mathrm{d}x$ 中发射的α粒子中，能射出样品表面的粒子数就为

$$\mathrm{d}I(x) = A_m S(dx)W = \frac{1}{2}A_m S(1 - \frac{x}{R})\mathrm{d}x \tag{8.10}$$

将(8.10)式对整个样品厚度积分，便得到每秒内能射出样品表面的α粒子总数 I

$$I = \int \mathrm{d}I(x) = \frac{1}{2}\int_0^{t_m} A_m S(1 - \frac{x}{R})\mathrm{d}x = \frac{1}{2}A_m S t_m(1 - \frac{1}{2}\frac{t_m}{R}) \tag{8.11}$$

(8.11)式包含两项。第一项为不考虑自吸收时样品向上方发射的α粒子数。第二项表示被样品自吸收的份额。所谓薄源，就是自吸收可以忽略。此时，源厚度应当比射程小得多。如果要求自吸收小于1%，这相当于要求样品厚度 $t_m < 0.02R$。例如，^{234}U 放出的α粒子(能量为4.77MeV)在铀中的射程为 19mg/cm^2，则源厚度应小于 380μg/cm^2，相当于 0.2μm。若^{234}U 混在砂土里，砂土的主要成份是硅，则射程减少为 5mg/cm^2，样品厚度相应小于 100μg/cm^2 或 0.4μm。由此可见，只有极薄的样品才能忽略自吸收的影响，否则需作自吸收修正。

从(8.11)式也可看到，当样品厚度 $t_m \geqslant R$ 时，从表面出射的粒子数达到饱和。此时的α粒子从表面的饱和出射率为

$$I_S = \frac{1}{4}A_m SR \tag{8.12}$$

(8.12)表明：当样品厚度超过α粒子在样品中的射程时，α粒子从表面的出射率和比放射性 A_m 及射程 R 成正比，而和样品厚度无关。选择一种比放射性已知的样品作为标准，它与待测样品有相同的 S 和 R，则

$$\frac{A_m}{A_{m0}} = \frac{I}{I_0} \tag{8.13}$$

式中 I 及 I_0 分别为待测样品及标准样品的 α 粒子表面出射率。一般从实验室测到的计数率和它成正比。A_m 和 A_{m0} 分别为待测样品及标准样品的比放射性。因此，从实际测到的计数率之比及标准样品的比放射性 A_{m0} 便可推算出待测样品的比放射性，再由样品的质量 M 可得总的放射性活度 A。

$$A = MA_m \tag{8.14}$$

这种依赖于与标准样品或与标准仪器比较的方法称为相对测量。相对测量简单方便，适宜于大批量样品的测量。

也可以不依赖于标准样品或标准仪器的比较，这时，测量中各修正因子必需通过实验或计算才能得到，这就是所谓的绝对测量。此时，过程就变得很繁复，一般标准源生产单位或计量、科研部门才采用绝对测量。

第三节　β 放射源活度的测量

β 源的活度测量有下面一些问题：第一，β 粒子的能谱是连续的，从零到 $E_{\beta max}$ 都有。能量低的 β 粒子从放射源到探测器途中易被吸收，即使进入探测器，在探测器里产生的信号幅度也很小，很可能淹没在噪声里而被甄别掉。所以，测到的 β 计数将比实际的偏低。第二，β 粒子质量小，在源与探测器途中易被散射，从而使测到的计数与真正的活度有差异，为此需要修正。

一、小立体角法测 β 放射源活度[3]

小立体角法亦可用于测 β 源活度。方法简单，设备不多，故广泛被用户采用。缺点是修正因子多，精度不高。但它适宜于测量的量程比较大。

1. 原理与装置

原理与测 α 源活度时一样，此处不重复。对小立体角装置的基本要求是能最大限度地消除、减少影响测量准确度的因素。典型的装置如图 8.5 所示。铅室用以减少宇宙辐射及周围环境放射性引起的本底。铅室的厚度一般为 50mm 左右。内腔要足够空旷，为的是减少散射的影响。铅室内壁衬以铝或塑料板，厚度约 2—3mm。它的作用是减少 β 射线在铅中产生的韧致辐射。放射源的支架也要用低原子序数的材料做，且尽量做得空旷。准直器中间的空间大小，决定了立体角的大小。为防止选定立体角外的粒子进入计数管灵敏区，准直器厚度要略大于 β 射线在其中的射程。

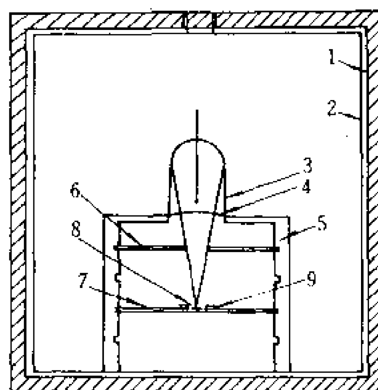


图 8.5　测 β 放射性的小立体角装置
1——铅室；2——铝或塑料板；3——计数管；4——云母窗；5——源支架；6——准直器；7——源托板；8——放射源；9——源的承托膜。

常用的探测器有钟罩型计数管，也可使用带窗的流气正比计数管或塑料闪烁计数器。为了使能量低的 β 粒子亦能进入探测器的灵敏区，探测器的窗要薄，气体探测器常用云母片做窗。塑料闪烁体为避光，需用极薄的铝箔

覆盖。表 8.1 为几种不同能量的β粒子对铝箔的穿透率。

表 8.1　几种β粒子在铝中的穿透率

β源	最大能量 $E_{\beta max}$(MeV)	质量吸收系数 μ_m(cm²/mg)	透　射　率(%)		
			30mg/cm²	4mg/cm²	0.9mg/cm²
^{14}C	0.154	0.26	0.04	35	79
^{45}Ca	0.250	0.122	3.0	61	89
^{32}P	1.707	0.0078	79	97	99

定义小立体角装置的总探测效率为 ε。它是测到的计数率与源衰变率之比。设测到的计数率为 n，本底计数为 n_b，则净计数率为 $n_0=n-n_b$。源的活度为 A，则装置的探测效率为

$$\varepsilon = \frac{n_0}{A} = \frac{n - n_b}{A} \tag{8.15}$$

当探测效率已知时，测定计数率 n 及本底计数率 n_b 便可算出源的活度。

2. 与探测效率有关的诸因子

装置的总的绝对效率可以写成许多因子的乘积：

$$\varepsilon = f_g f_\tau f_m f_b f_a f_r \varepsilon_{in} \tag{8.16}$$

式中，f_g 为计数管对源所张的相对立体角或称几何因子，f_τ 为装置分辨时间修正因子，f_m 为计数管坪斜修正因子，f_b 为反散射修正因子，f_a 为窗、空气、源自吸收等的吸收修正因子，f_r 为计数管对 γ 灵敏所作的修正因子，ε_{in}为探测器对β粒子的本征效率。下面逐一对这些因子进行讨论。

(1)几何因子 f_g　几何因子是探测器对源所张的相对立体角。对点源，由(8.5)式给出。

(2)分辨时间修正因子 f_τ　由(8.7)式给出：$f_\tau = 1 - n\tau$。

(3)坪斜修正因子 f_m　在计数管的坪区，计数率随工作电压增加而略有增加，如图 8.6 所示。造成坪斜的原因，主要是工作电压的增高，计数管内的假计数亦增加了。可以认为在计数特性曲线(坪曲线)的起始部分，假计数很少，此时的计数率接近于真实的计数率，将坪曲线的起始直线部分(图 8.6 中的 a,b 段)延长和坪直线(图中 dc 段)相交，与此点相应的计数率为 n，则坪斜修正因子为

$$f_m = \frac{n}{n_0} \tag{8.17}$$

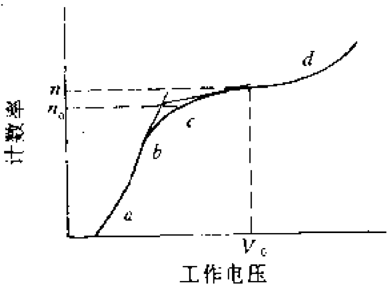


图 8.6　G-M 管的坪曲线

(4)反散射修正因子 f_b　放射源必需有承托膜，β粒子在承托膜上也将发生散射。那些大角度散射的部分将使向上面 2π 空间射出的粒子数增多。反散射修正因子等于有源承托膜时的计数率和无源承托摸时的计率之比。反散射影响的大小，与粒子能量有关，与承托膜材料原子序数及膜的厚度有关，与探测器和源之间相对立体角大小也有关系。反散射修正因子可由实验测得。先将一滴放射性溶液滴在极薄的(如 5～10μg/cm²)有机薄膜上，测得计数率为 n，由于此

时源的衬底很薄，反散射可以忽略。然后在膜后面衬以铝片或其它膜片，此时计数率增加到 n_0 反散射修正因子即为

$$f_b = n/n_0 \tag{8.18}$$

当源的承托膜厚度增加时，起先计数率增加很快，然后渐渐趋近于饱和。饱和时的反散射修正因子称为饱和反散射系数。刚达到饱和时的承托膜厚度称为饱和厚度。经验表明，对于高能 β 射线，饱和厚度约为 $0.2R_{\beta max}$，对于低能 β 射线，饱和厚度约为 $0.4R_{\beta max}$。图 8.7 为 ^{131}I 及 RaE 的 β 粒子在铝为衬底时，计数率增加的百分率与衬底厚度的关系。由图可见，当衬底厚度小于 30μg/cm² 时，反散射使计数率增加不到 1%，此时可认为 $f_b=1$。

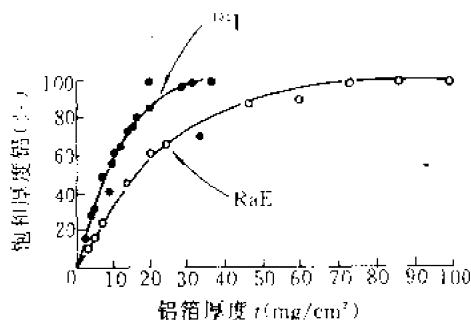


图 8.7　反散射修正因子曲线[3]

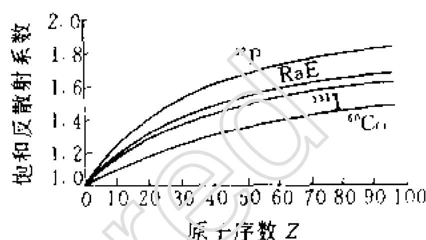


图 8.8　饱和反散射系数[3]

饱和反散射系数也与承托膜材料的原子序数有关。图 8.8为几种能量不同的 β 射线的饱和反散射系数和承托膜材料原子序数的关系。由图可见，饱和反散射系数一般在 1～2 之间。图 8.7 和图 8.8 的测量都是点源与探测器间距离为 2.5cm 时测得的结果。

(5)吸收修正因子 f_a　β 粒子从源射出到进入计数管灵敏体积前由于和一些物质作用而被吸收，如源和计数管之间空气吸收，计数管窗吸收，源物质的自吸收等。有时，为了保护放射源，在其上覆盖一层保护膜。保护膜也要吸收一部份 β 粒子。

①放射源的自吸收修正因子。对于有一定厚度的源，从深部射出的 β 粒子必须经过源物质才能射出。所以要作自吸收修正。在吸收层比较薄时，可以认为服从指数规律：

$$n = n_0 e^{-\mu_m t_m} \tag{8.19}$$

μ_m 为质量吸收系数，t_m 为质量厚度。β 射线质量吸收系数与介质原子序数关系不大，但与能量有关，经验关系式有：

$$\mu_m = \frac{0.017}{E_{\beta max}^{1.43}} \tag{8.20}$$

式中，$E_{\beta max}$为以 MeV 为单位的 β 粒子最大能量；μ_m 单位为 cm²/mg。由(8.19)式，薄膜源的自吸收修正因子可导出为

$$f_{as} = \frac{1}{\mu_m t_m}(1 - e^{-\mu_m t_m}) \tag{8.21}$$

当源很薄很薄时，$\mu_m t_m \ll 1$，(8.21)式简化为

$$f_{as} \approx e^{-\frac{1}{2}\mu_m t_m} \tag{8.22}$$

(8.22)式表明：厚度为 t_m 的均匀分布的源，自吸收相当于无自吸收的源透过厚度为$\frac{1}{2}t_m$ 的吸收片的效果。

②其它各项吸收的修正。我们把其它各项吸收合并起来考虑。设射出表面的β粒子数为 n_0，经其它各项吸收后到达计数管灵敏体积的粒子数为 n，则按指数吸收规律有 $n = n_0 e^{-\mu_m t_{mequ}}$。这里 t_{mequ}由几部分组成：

$$t_{mequ} = t_{mair} + t_{mw} + t_{mm} + t_{ma} \tag{8.23}$$

式中 t_{mair}为空气吸收厚度；t_{mw}为窗厚度；t_{mm}为源保护膜厚度；t_{ma}为源与计数管间有吸收片时，吸收片的厚度。

对于源到计数管窗间距离为 l(cm)的空气层，t_{mair}可由下式计算：

$$t_{mair}(\text{mg/cm}^2) = 1.18l(\text{cm}) \tag{8.24}$$

计数管窗厚度在产品说明书上都有说明。在把源自吸收修正一并考虑后，总的吸收厚度为：

$$t_t = t_{mequ} + \frac{1}{2}t_{as} \tag{8.25}$$

总的吸收修正因子便为

$$f_a = \frac{n}{n_0} = e^{-\mu_m t_t} \approx 1 - \mu_m t_t \tag{8.26}$$

③吸收因子的实验测定。吸收因子 f_a 可以由实验测定。在源和探测器之间放置不同厚度的吸收片，作计数率和吸收片厚度的关系曲线。在半对数图纸上把计数率画在对数轴上，厚度画在线性轴上，得一直线如图 8.9 所示。由不加吸收片一点沿直线外推到厚度为$-t_t$ 处的计数率为 n_0，它相当于没有任何吸收时的计数率。于是

$$f_a = \frac{n}{n_0} \tag{8.27}$$

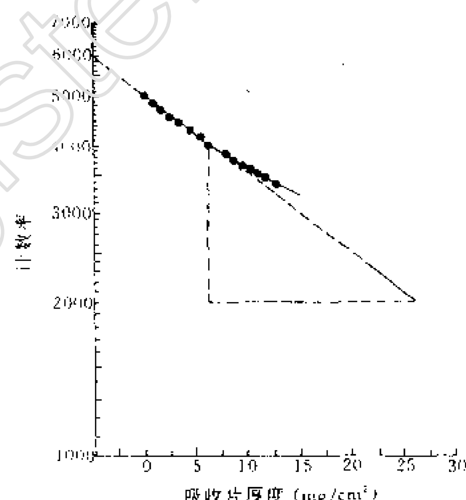


图 8.9 β射线通过介质的吸收

(6)γ计数修正　除了少数几个核为纯β放射性外，多数核素衰变子体都放射γ射线。G-M 计数管对γ射线也是灵敏的。因此，测到的计数 n_1 中包含有γ的贡献。用一块吸收片挡在源与计数管中间，吸收片原子序数要小，厚度足以完全挡住β粒子的穿透，但也不能太厚。由于γ射线穿透力较强，所以它仍能通过吸收片进入计数管中。这时计数率为 n_2，于是γ计数修正因子即可写为：

$$f_\gamma = \frac{n_1}{n_1 - n_2} \tag{8.28}$$

(7)计数管的本征效率 ε_{in}　入射到计数管灵敏体积中的β粒子是否一定会引起计数呢？对 G-M 管来说，入射粒子只要在灵敏体积里产生一对以上离子对，就可以引起一次放电，从而给出一个计数。所以可以认为 G-M 计数管的本征效率为 100%。

以上，对各项修正因子都作了讨论，把它们代入(8.16)式，便可求得效率，再由(8.15)式便

可求得源的活度。

小立体角法方法简单，但修正因子多，误差较大。β粒子能量大于1MeV时，在作了各项修正之后，误差仍在5%～10%以上。对于低能β射线，因吸收严重，探测效率大大降低，当β粒子能量低于0.3MeV时，用此法就不大适宜了。

由于变动源与探测器之间的距离可以在很大程度上改变立体角大小，使得计数率保持在一个合理的水平上。因此，小立体角法适用的活度范围可以从微居到毫居量级。

二、4π计数法

小立体角法测β源活度需要作许多修正，使得测量误差很大。4π计数法是把放射源移到计数管内部，使计数管对源所张的立体角接近于4π，减少了散射、吸收及几何位置等影响。另外，源和承托膜做得很薄，使得承托膜吸收、散射和源自吸收降到最低限度。因此，4π计数法提高了测量精度，误差可减小到1%左右。

图8.10是一个实用的4π计数管的剖面图。放射源滴在极薄的有机薄膜上。为了使计数特性稳定，在源承托膜两面都喷涂极薄的金层。这样，源承托膜便与金属外壳导通，不致因源上电荷堆积而引起电场畸变。通常金属外壳作为阴极，接地电位。计数管里流过的工作气体常用甲烷，有时也用氩、甲烷混合气体。气体流速大约每分钟几到几十立方厘米。

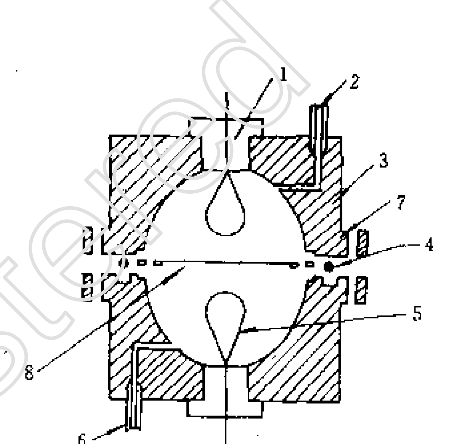


图8.10 4π计数管的结构

1——绝缘柱；2——出气口；3——金属外壳；4——密封垫圈；5——梨状阳极丝；6——进气口；7——承托源的铝环；8——有机薄膜

用4π计数管进行测量时，有两项重要修正：自吸收修正及膜吸收修正。

1. 源承托膜吸收修正

膜吸收修正有好几种方法，这里介绍一种"夹心法"，如图8-11所示。在忽略反散射的情况下，单位时间内源向上半空间发射的粒子数为n_1，向下半空间发射的粒子数亦为n_1。但是因为膜的吸收，使进入下半空间的粒子数降为n_2。所以，被膜吸收的粒子数为$\Delta n = n_1 - n_2$。计数器记到的粒子数为$n = n_1 + n_2$。现在用一块无源的承托膜，其厚度与源承托膜一样，盖在源上部，此时，进入上下两半部的粒子数都等于n_2。所以，新的计数率为$n' = 2n_2$。两次计数率之差即为一块承托膜吸收掉的粒子数Δn。

$$\Delta n = n - n' = n_1 - n_2 \tag{8.29}$$

所以膜吸收修正因子f_a即为

$$f_a = \frac{n_1 + n_2}{2n_1} = \frac{n}{2n - n'} \tag{8.30}$$

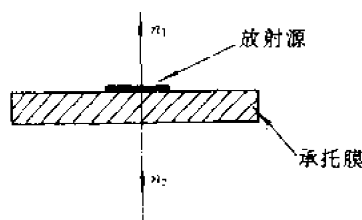


图8.11 膜吸收修正

2. 源自吸收修正

在4π计数法中，采用的源都是薄膜源，源有一定质量。因此，总是存在自吸收。由于4π计

数法减少了许多修正因子,从而也减少了它们对测量误差的贡献。所以,源自吸收变成了一项重要的误差源。自吸收修正因子 f_r 可看作穿透源自身出射的β粒子数(单位时间内)与同时间内源自身衰变数之比。修正自吸收效应十分困难,一般可通过实验得到,下面介绍两种行之有效的修正方法。

(1)外推法。 用 $0.1\sim0.2\mu g/cm^2$ 内厚度不等的一组源,观察其在其它条件相同时的计数率。将计数率与源厚度作图,外推到零厚度,即为无自吸收时的计数率。

(2)子体标记法。 对于像 $^{90}Sr-^{90}Y$ 这样的β源,先用化学方法去除 ^{90}Sr 中的子体 ^{90}Y,测得计数率为 ^{90}Sr 的贡献。再测出该源到 $^{90}Sr-^{90}Y$ 平衡时的计数率。其增加部分实为 ^{90}Y 的贡献。^{90}Y 的β能量很大,在源中的自吸收很小,所以,可以认为 ^{90}Y 的计数率即代表 ^{90}Sr 的衰变率。由 ^{90}Sr 的β粒子出射率与衰变率之比可定出自吸收修正系数。

求出了诸修正因子后,便可算出活度 A。

$$A = \frac{n - n_b}{f_r f_m f_a f_\gamma} \tag{8.31}$$

4π 计数法是一种很好的绝对测量方法,测量结果的误差可以小到1%左右,尤其适合于测量纯β放射性核素。由于它对β粒子的效率接近于1,因此,当β衰变伴有级联γ跃迁时,γ跃迁中内转换电子的影响也可以不考虑。它的缺点是薄膜源很难做,而且,可以测量的活度范围只能在微居以下。

三、符合法测源活度[4]

有好些核素,衰变时往往伴有级联辐射,这时,可以采用符合法测量其活度。它避开了 4π 计数法中β源自吸收修正的困难。这是目前测量源活度较好的方法。在用该法测 ^{60}Co 这样的核素衰变率时,误差可降到0.1%左右。

1. 原理

符合法的基本原理在第七章里已讨论过,这里再作一概述,着重讨论各项必要的修正。

考虑如图8-12的级联衰变。$\rho(v)$ 是单位体积放射源的活度。$\varepsilon_\beta(v)$ 是β探测器对源放出的β射线探测效率。它是放射源体积元的函数。$\varepsilon_\gamma(v)$ 为γ探测器对源放出的γ射线的探测效率。我们可以得到:

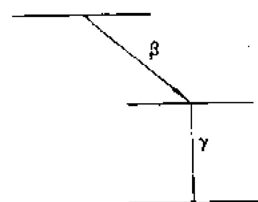


图8.12 级联衰变

$$n_{\beta 0} = \int \rho(v)\varepsilon_\beta \mathrm{d}v$$

$$n_{\gamma 0} = \int \rho(v)\varepsilon_\gamma \mathrm{d}v \tag{8.32}$$

$$n_{c0} = \int \rho(v)\varepsilon_\beta(v)\varepsilon_\gamma(v)\mathrm{d}v$$

式中 $n_{\beta 0}$、$n_{\gamma 0}$、n_{c0} 分别为β道*、γ道、符合道的计数率。由(8-32),我们可得:

* 在符合测量中,常把测β计数的一路称作β道,测量γ计数的一路称作γ道,测符合的一路称作符合道。

$$\frac{n_{\beta 0} n_{\gamma 0}}{n_{co}} = \frac{\int \rho(v) \varepsilon_\beta(v) \mathrm{d}v \times \int \rho(v) \varepsilon_\gamma(v) \mathrm{d}v}{\int \rho(v) \varepsilon_\beta(v) \varepsilon_\gamma(v) \mathrm{d}v} \tag{8.33}$$

当两个探测器中有一个探测器对放射源各点的探测效率都相等时(8.33)式简化为：

$$\frac{n_{\beta 0} n_{\gamma 0}}{n_{co}} = \int \rho(v) \mathrm{d}v = A_0 \tag{8.34}$$

A_0 即为放射源的活度。

实践表明，对一般的 $4\pi\beta$ 计数管，当源的活性区直径较小(小于几个毫米)时，源上各点的 β 探测效率几乎相等。所以(8.34)式成立。

(8.34)式是一个很简单的式子，说明放射源活度只与三个道的计数率有关。但由于下面一些原因，使得要测量放射源活度，还要进行一些修正。这些原因是：

第一，无论在 β 道或 γ 道或符合道，都有本底计数。

第二，由于 β 道和 γ 道的脉冲总有一定的宽度，使得符合电路存在一定分辨时间。因此不相关的 β 和 γ 道的脉冲会产生偶然符合计数。当然本底也会产生符合计数。

第三，当所测核素的衰变包含有内转换过程时，内转换电子将使 β 道的计数增加。

第四，由于 β 探测器也对 γ 射线灵敏，可引起 β 道计数增加。

第五，每一道都有死时间问题。

因此，在实际测量时，不能简单的利用式(8.34)，而要对上述各点修正。下面我们将具体讨论各种修正的定量计算。

2. 符合测量中的各修正因子

我们首先对各种修正因子单独进行讨论，看看对测量结果带来什么影响，然后再综合起来，以期获得精确的活度计算公式。

(1)本底修正。要对本底进行修正，只需对各道的本底计数率扣除。设 $n_{\beta b}$、$n_{\gamma b}$、n_{cb} 分别为 β 道、γ 道和符合道的本底计数率，则

$$n_{\beta 0} = n_\beta - n_{\beta b}$$

$$n_{\gamma 0} = n_\gamma - n_{\gamma b} \tag{8.35}$$

$$n_c = n'_c - n_{cb}$$

其中 $n'_c = n_{co} + n_{rc}$，即包含真符合计数率和偶然符合计数率。实验上，将放射源取走后，很容易测到本底计数率 $n_{\beta b}$ 和 $n_{\gamma b}$ 及 n_{cb}。

(8.35)式中，n_β、n_γ 和 n'_c 为实验测到的各道的计数率。

(2)分辨时间修正。符合电路存在一定的分辨时间会引起偶然符合的发生，使符合道计数增加。对分辨时间修正就是设法由总的计数率 n_β、n_γ、n_c 和分辨时间 τ_R，计算出偶然符合计数率。再从符合道总计数率扣除偶然符合计数率，再得到真符合计数率。

当两个不相关的 β 和 γ 脉冲，在符合分辨时间 τ 内被记录，就会给出一个偶然符合计数。实测 β 道的计数率为 n_β，γ 道计数为 n_γ，符合道总计数为 n_c，真符合计数为 n_{co}。那么在 β 道计数中不参与真符合的计数为 $n_\beta - n_{co}$，对偶然符合计数率的贡献为 $(n_\beta - n_{co})\tau_R n_\gamma$。同样，在 γ 道计数中，不参与真符合部份的计数为 $n_\gamma - n_{co}$，对于偶然符合的贡献为 $(n_\gamma - n_{co})\tau_R n_\beta$。于是总

的偶然符合计数率为：

$$n_{\gamma_c} = (n_\beta - n_{c0})\tau_R n_\gamma + (n_\gamma - n_{c0})\tau_R n_\beta \tag{8.36}$$

$$n_{\gamma_c} = n_c - n_{c0} \tag{8.37}$$

最后，得到真符合计数率为

$$n_{c0} = \frac{n_c - 2\tau_R n_\beta n_\gamma}{1 - \tau_R(n_\beta + n_\gamma)} \tag{8.38}$$

应该说明，上述讨论中，n_β 和 n_γ 中已包含本底的贡献。所以，偶然符合计数率中已包含了本底引起的偶然符合。

(3)内转换电子修正。γ 跃迁过程中，存在与放 γ 光子相竞争的内转换过程。因此，即使对图 8-12 那种最简单的衰变方式，也必须考虑内转换电子的修正。

令 P_γ 和 P_{ce}分别表示发射光子和发射内转换电子的相对跃迁概率。由内转换系数定义

$$\alpha = \frac{P_{ce}}{P_\gamma} \tag{8.39}$$

可得到

$$P_{ce} = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \tag{8.40}$$

$$P_\gamma = \frac{1}{1 + \alpha} \tag{8.41}$$

β 探测器对内转换电子也是灵敏的。内转换电子使 β 道计数率增加为：

$$n_\beta = A_0\varepsilon_\beta + \frac{\alpha}{1 + \alpha}A(1 - \varepsilon_\beta)\varepsilon_{ce} \tag{8.42}$$

其中第一项是 β 粒子对 β 道计数率的贡献；第二项是内转换电子对 β 道计数率的贡献。ε_{ce}是 β 探测器对内转换电子的探测效率。因子 $(1 - \varepsilon_\beta)$ 的出现是因为当探测器对 β 粒子计数时，同时到达的内转换电子将不引起独立的计数。

同理，内转换过程使 γ 光子数减少。γ 道计数率变为

$$n_{\gamma 0} = \frac{\varepsilon_\gamma}{1 + \alpha}A_0 \tag{8.43}$$

真符合计数率应是 β 粒子与 γ 光子的符合，故真符合计数率为

$$n_{c0} = A_0\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma\frac{1}{1 + \alpha} \tag{8.44}$$

最后得到活度的修正公式为

$$A_0 = \frac{n_{\beta 0}n_{\gamma 0}}{n_{c0}}/(1 + \frac{1 - \varepsilon_\beta}{\varepsilon_\beta}\frac{\alpha}{1 + \alpha}\varepsilon_{ce}) \tag{8.45}$$

(8.45)式表明，在考虑内转换过程后，符合法测活度不再与 β 探测器效率无关。

(4)β 探测器对 γ 射线灵敏度的修正。我们仍然遵守开始时说的原则，即独立地考虑 γ 射线引起 β 探头计数所带来的修正。由于 γ 在 β 探头中会发生三种效应而产生次级电子，因此总能引起计数。我们把这样的探测效率记为 $\varepsilon_{\beta\gamma}$，从而使 β 道计数率增加一个小量 $A_0(1 - \varepsilon_\beta)\varepsilon_{\beta\gamma}$。因子 $(1 - \varepsilon_\beta)$ 的含义同样是指 β 探头未记录 β 粒子时，γ 射线才能引起一次独立的计数。

应该指出，在 $A_0(1 - \varepsilon_\beta)\varepsilon_{\beta\gamma}$ 这部分计数率中，还包含下述几种使符合道发生 e—γ 和 γ—γ

符合的计数:第一,如果某个γ光子在β探测器内发生康普顿散射,康普顿电子被β探测器记录,而散射γ光子同时被γ探测器记录,从而使符合道计数增加;第二,如果γ光子在β探测器内发生电子对效应,电子为β探测器记录,e^+产生的湮没光子被γ探测器记录,那么同样使符合道计数增加;或者两个湮没光子分别被β、γ两个探测器所记录产生的$\gamma-\gamma$符合;第三,如果所测核素在β衰变后又产生二个或二个以上瞬发级联γ辐射时,这种γ也可能会分别被两个探测器所记录,引起$\gamma-\gamma$符合,使符合道计数增加。假设上述三种情况产生的符合计数效率为ε_c,则由此引起符合计数增加量为$A_0(1-\varepsilon_\beta)\varepsilon_c$,符合方程式为

$$n_{\beta 0}=A_0\varepsilon_\beta+A_0(1-\varepsilon_\beta)\varepsilon_{\beta\gamma}$$

$$n_{\gamma 0}=A_0\varepsilon_\gamma \tag{8.46}$$

$$n_c=A_0\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma+A_0(1-\varepsilon_\beta)\varepsilon_c$$

由此得活度

$$A_0=\frac{n_{\beta 0}n_{\gamma 0}}{n_c}\left(\frac{1+\frac{1-\varepsilon_\beta}{\varepsilon_\beta}\cdot\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\gamma}}{1+\frac{1-\varepsilon_\beta}{\varepsilon_\beta}\cdot\varepsilon_{\beta\gamma}}\right) \tag{8.47}$$

(5)**β探测器对γ灵敏度和内转换电子的综合修正**。由上述可知,β探测器对γ射线的灵敏度以及内转换电子这两个修正是不相关的。在考虑β探测器对γ射线的灵敏度时,只要计及未发生内转换过程的那部分γ射线,即γ的$\frac{1}{1+\alpha}$那部分。合并两项修正后,就有符合方程

$$\left.\begin{aligned}
n_{\beta 0}&=A_0\varepsilon_\beta+A_0(1-\varepsilon_\beta)\frac{1}{1+\alpha}(\varepsilon_{\beta\gamma}+\alpha\varepsilon_{ce})\\
n_{\gamma 0}&=A_0\frac{1}{1+\alpha}\varepsilon_\gamma\\
n_c&=A_0\frac{1}{1+\alpha}\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma+A_0\frac{1}{(1+\alpha)^2}(1-\varepsilon_\beta)\varepsilon_c
\end{aligned}\right\} \tag{8.48}$$

最后得到活度表达式:

$$A_0=\frac{n_{\beta 0}n_{\gamma 0}}{n_c}\Big/\left[1+\frac{1-\varepsilon_\beta}{\varepsilon_\beta}\frac{1}{1+\alpha}\left(\varepsilon_{\beta\gamma}-\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\gamma}+\alpha\varepsilon_{ce}\right)\right] \tag{8.49}$$

由此式可见,当$\varepsilon_\beta\to 1$时,将使修正项作用趋向于零,从而回到简单的(8-34)式。实际上,4π计数器满足这一条件,这也就是$4\pi\beta$-γ符合装置比采用小立体角形式的β-γ符合装置准确度要高得多的道理。

(6)**对死时间修正**。假定探测器存在一个死时间t_D,则探测器记录了一个事件后,在紧接着此事件的t_D时间内,探测器将不会记录此时间内发生的第二个事件,这就造成了事件的漏记现象,即计数损失。对放射性核素活度的绝对测量来说,必需补偿这种计数损失,即进行死时间修正。

死时间造成β道和γ道漏记后的修正为

$$n_{\beta 0}=A_0\varepsilon_\beta(1-A_0\varepsilon_\beta t_D) \tag{8.50}$$

$$n_{\gamma 0}=A_0\varepsilon_\gamma(1-A_0\varepsilon_\gamma t_D) \tag{8.51}$$

为了推导时简单些，这里我们假定β道与γ道的死时间都为t_D。

符合道的修正为

$$n_{co}=A_0\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma[1-A_0t_D(\varepsilon_\beta+\varepsilon_\gamma-\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma)] \tag{8.52}$$

于是放射性核素的活度可表为

$$A_0=\frac{n_{\beta0}n_{\gamma0}}{n_{co}}/(1-n_{co}t_D) \tag{8.53}$$

当把以上各项修正综合起来考虑时，最后得到

$$A_0=\frac{(n_\beta-n_{\beta b})(n_\gamma-n_{\gamma b})[1-\tau_R(n_\beta+n_\gamma)]}{(n_c-2\tau_Rn_\beta n_\gamma)(1-n_{co}t_D)}\times\left[1+\frac{1-\varepsilon_\beta}{\varepsilon_\beta}\cdot\frac{1}{1+\alpha}(\varepsilon_{\beta\gamma}-\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\gamma}+\alpha\varepsilon_{ce})\right]^{-1} \tag{8.54}$$

这里我们看到的与(8.34)式那样简单的形式有很大的不同。而是要预先知道本底、分辨时间、死时间、内转换系数以及各种效率因子，然后测量各种计数道的计数率。才能知道源的活度A_0。从(8.54)式可见，要减少修正值，提高准确度，必须使分辨时间和死时间尽可能小。采用良好的屏蔽以减少本底，同时提高β探测效率使之接近于1。这时(8.54)式可以非常接近和返回到(8.34)式来。

为了提高β探测效率，使用4π计数器是有好处的。采用4π计数器作为β道探测器的β-γ符合装置称为4πβ-γ符合装置。图8.13是二六一厂生产的4πβ-γ符合装置的方块图。这套装置主要用来测量某些同时发射β-γ粒子的放射性核素的活度。β道用4π流气正比计数管，它是由两个半圆柱室对装，中间夹一个可抽动的密封的样品板。阳极丝是直径为0.02mm的钨丝。气体用98%纯度的甲烷。γ道采用两块φ40mm×30mm的NaI(T1)晶体及GDB-44光电倍增管。为了减少本底，探测器都装在壁厚4cm的铅室内。

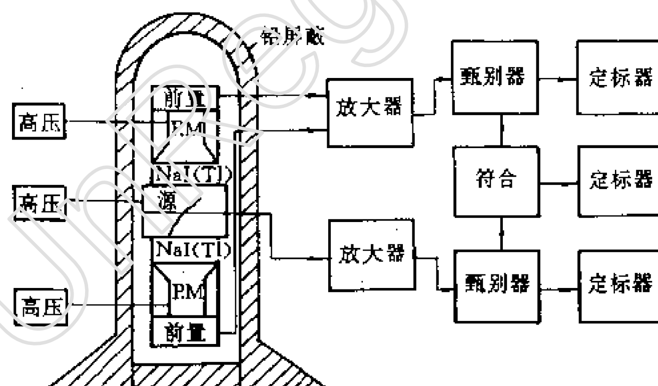


图8.13 4πβ-γ装置

3. 符合法测源活度的几个问题

不仅可以用β-γ符合的方法来测源活度，采用不同的探测器后也可以用α-γ、γ-γ、甚至X-γ符合方法测源活度。它们的基本原理相同，这里不细述了。下面再讨论一下符合法测源活度的几个有关问题。

(1)*放射源活度与分辨时间*。对任何一个符合电路，必然存在偶然符合。真符合计数率与

偶然符合计数率之比(称为真偶符合比)为

$$\frac{n_{co}}{n_{\gamma_c}} = \frac{1}{2\tau_R A_0} \tag{8.55}$$

实际工作中,总希望偶然符合计数率小一点。(8.55)式告诉我们,要使真偶符合比大于1,则 τ_R 应小于 $\frac{1}{2A_0}$,或者反过来 $A_0 < \frac{1}{2\tau_R}$。对于一般的慢符合电路,符合分辨时间为 0.5μs 左右。因此,活度就不宜超过 10^4 贝可量级。另外,源又不能太弱。源太弱,符合计数率很低,测量时间就要很长。

(2)符合方法的相对标准偏差[5]。　用符合法测活度 A_0 时的相对标准偏差为:

$$\nu = \left[\frac{1}{n_c T}(2\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma - \varepsilon_\beta - \varepsilon_\gamma + 1)\right]^{1/2} \tag{8.56}$$

在推导(8.56)式时忽略了偶然符合和本底计数率,只考虑统计误差。式中 T 为测量时间,对一般的 β-γ 符合测量,两个探测器的探测效率都很低时,相对标准偏差与 $\left(\frac{1}{n_c T}\right)^{1/2}$ 成正比。当用 $4\pi\beta$-γ 符合时,则相对标准偏差与 $\left(\frac{1}{n_\beta T}\right)^{1/2}$ 成正比。

(3)复杂衰变纲图下的符合方法。上面的讨论仅对最简单的β-γ级联衰变是适合的,对于图 8.14那样复杂衰变纲图的情况,我们讨论如下。设β衰变有 m 个分支,分支比为 P_k,显然 $\sum_{k=1}^{m} P_k = 1$。每个β分支都伴随着瞬发γ。设β探测器对第 k 分支β的探测效率为 $\varepsilon_{\beta k}$,对 k 分支γ效率为 $\varepsilon_{\beta\gamma k}$,对相应第 k 分支γ的内转换电子的探测效率为 ε_{cek};$\varepsilon_{\gamma k}$ 为γ探测器对第 k 分支γ的探测效率,α_k 为相应的内转换系数,那么在β道、γ道和符合道得到的计数率分别为:

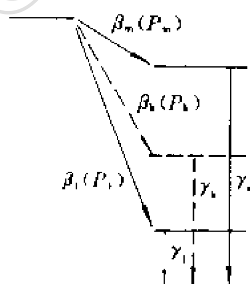


图 8.14　具有多分支的核衰变图

$$n_\beta = A_0\sum_{k=1}^{m} P_k\left[\varepsilon_{\beta k} + (1-\varepsilon_{\beta k})\left(\frac{\alpha\varepsilon_{ce} + \varepsilon_{\beta\gamma}}{1+\alpha}\right)_k\right] \tag{8.57}$$

$$n_\gamma = A_0\sum_{k=1}^{m} P_k\varepsilon_{\gamma k}\left(\frac{1}{1+\alpha_k}\right) \tag{8.58}$$

$$n_c = A_0\sum_{k=1}^{m} P_k\frac{1}{1+\alpha_k}\left[\varepsilon_{\beta k}\varepsilon_{\gamma k} + (1-\varepsilon_{\beta k})\varepsilon_{ck}\right] \tag{8.59}$$

其中 ε_{ck} 为当第 k 分支β射线未被β探测器记录时,符合道的计数概率。

在复杂衰变纲图情况下已很难得到类似于(8.34)式的简单表达式,但在仅有两个分支情况下,若不考虑内转换系数的修正及β探测器对γ射线的响应,仍可导出一简单表达式:

$$\frac{n_\beta n_\gamma}{n_{co}} = A_0\left[1 - \frac{P_1P_2(\varepsilon_{\beta 1} - \varepsilon_{\beta 2})(\varepsilon_{\gamma 1} - \varepsilon_{\gamma 2})}{P_1\varepsilon_{\beta 1}\varepsilon_{\gamma 1} + P_2\varepsilon_{\beta 2}\varepsilon_{\gamma 2}}\right] \tag{8.60}$$

由此,要求出活度 A_0,除需测出 n_β、n_γ 和 n_{co} 外,尚需知道探测器对各分支β和γ的效率及分支比。当使用 4πβ-γ 符合法时,$\varepsilon_{\beta 1}$ 和 $\varepsilon_{\beta 2}$ 都接近于1,(8.60)式又回到最简单的(8.34)式。

在衰变纲图中出现多分支情况时,很难用三个道的计数率 n_β、n_γ 和 n_c 的简单关系式来表示活度 A_0。同时,实验上也难以精确测定每个分支的 β 效率 $\varepsilon_{\beta k}$ 及相应的 $\varepsilon_{\beta\gamma k}$、$\varepsilon_{cek}$ 和 $\varepsilon_{\gamma k}$ 等。下面介绍一种效率外推法,即符合吸收技术对效率进行外推,从而可以使(8.34)式仍能用来表示源

的活或度 A_0。

(4)效率外推法[6]。效率外推法大体上的意思是这样的，在 m 个分支中选定其中分支比最大的一个 β 分支所对应的 γ 或者能量最大的一支 γ，将 γ 道计数窗卡在此 γ 的全能峰上(见图 8.15)。由于分支比大，在全能峰上较高能量 γ 的康普顿平台的计数贡献认为可忽略；或者 E_γ 最大，全能峰上无其它 γ 的贡献。我们将这一分支标以第 i 支于是有

$$n_\beta = A_0\sum_{k=1}^{m} P_k\{\varepsilon_{\beta k} + (1-\varepsilon_{\beta k})[\frac{\varepsilon_{\beta\gamma}+\alpha\varepsilon_{ce}}{1+\alpha}]_k\}$$

$$= A_0\sum_{k=1}^{m} P_k[\varepsilon_{\beta k} + (1-\varepsilon_{\beta k})F_k] \tag{8.61}$$

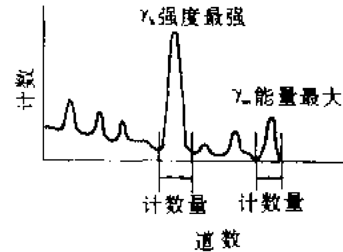


图 8.15 在 γ 谱上选择 γ 道计数窗

这里用 F_k 记 $(\varepsilon_{\beta\gamma}+\alpha\varepsilon_{ce})_k/(1+\alpha_k)$

$$n_\gamma = A_0 P_i \varepsilon_{\gamma i}\frac{1}{1+\alpha_i} \tag{8.62}$$

这里忽略了第 i 分支外其它分支 γ 的贡献。

$$n_c = A_0\frac{P_i}{1+\alpha_i}[\varepsilon_{\beta i}\varepsilon_{\gamma i} + (1-\varepsilon_{\beta i})\varepsilon_{ci}] \cong A_0 P_i\frac{\varepsilon_{\beta i}\varepsilon_{\gamma i}}{1+\alpha_i} \tag{8.63}$$

其中 $(1-\varepsilon_{\beta k})$ 为一至二级小量，ε_{ci}亦为一至二级小量，故 $(1-\varepsilon_{\beta i})\varepsilon_{ci}$ 为二级以上的小量，与第一项相比可以忽略。

注意 $\varepsilon_{\beta i} = n_c/n_\gamma$。由(8.61)—(8.63)式可得到

$$\frac{n_\beta n_\gamma}{n_c} = \{A_0\sum_k P_k[\varepsilon_{\beta k} + (1-\varepsilon_{\beta k})F_k]\}/\varepsilon_{\beta i} \tag{8.64}$$

引入失效比

$$C_k = \frac{1-\varepsilon_{\beta k}}{1-\varepsilon_{\beta i}} \tag{8.65}$$

并记以

$$\theta = \sum_{k=1}^{m} P_k C_k(1-F_k) \tag{8.66}$$

注意到 $\sum_{k=1}^{m} P_k = 1$，不难证明(8.64)式变成

$$\frac{n_\beta n_\gamma}{n_c} = A_0[1+\frac{1-\varepsilon_{\beta i}}{\varepsilon_{\beta i}}(1-\theta)] \tag{8.67}$$

实验上在放射源前放置一系列不同厚度的薄膜，吸收 β，用以改变 $\varepsilon_{\beta i}$，测量 $n_\beta n_\gamma/n_c$ 随 $(1-\varepsilon_{\beta i})/\varepsilon_{\beta i}$ 的变化，如图 8.16 所示。

当将 $(1-\varepsilon_{\beta i})/\varepsilon_{\beta i}$ 外推至零时，$n_\beta n_\gamma/n_c$ 即为所要测量的源的活度 A_0。所以这一方法称为效率外推法。又称符合吸收法。

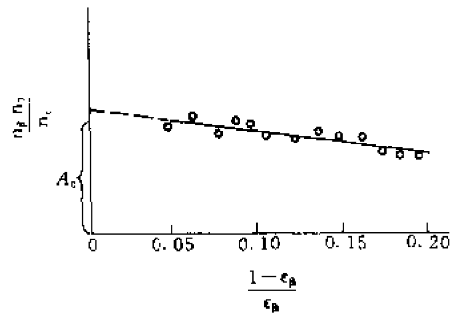


图 8.16 用效率外推法确定放射源绝对活度

在上面讨论中，我们实际上已假定了 $\theta = \theta(\varepsilon_{\beta\gamma k}, \varepsilon_{cek}, C_k)$ 不随吸收膜厚度而变。实际上由于 β 探测器对 γ 和单能内转换电子的效率随膜厚度变化确实不大，可以认为近似为一常数。而 $C_k = (1-$

$\varepsilon_{\beta k})/(1-\varepsilon_{\beta i})$ 要保持不变，即各探测器对各分支的不同能量β的效率随吸收膜厚度改变作相同变化，这就十分困难了。所以这一方法仍有近似性，限制了测量的准确度。实际上，可以不假定 $n_\beta n_\gamma/n_c$ 和 $(1-\varepsilon_{\beta i})/\varepsilon_{\beta i}$ 有线性关系，而是存在二次项及高次项的多项式，然后用拟合法求出多项式的各项系数，再外推函数到零；这样准确度就可提高。

第四节　液体闪烁计数器测源活度

$4\pi\beta$ 计数法测β源活度时，β粒子的探测效率受到计数管死角及源自吸收、膜吸收等的影响。对低能β射线，这种影响尤为严重。符合法虽然可避开源探测效率问题，却受到衰变方式的限制——它必须是β-γ级联衰变的核素。因此，对一些低能纯β放射性核素的活度测量必须寻找新的方法。一种办法是将β核素以气态形式充入计数管中，这样可以使立体角达到 4π，同时也免除了源自吸收、反散射等的影响，这就是所谓内充气法。不过，内充气法要有良好的充气制源设备，加工计数管的精度要求也很高。所以，在液体闪烁法发展后，内充气法除在计量标准化方面外，已较少应用了。

液体闪烁法是在50年代开始发展起来的。它具有灵敏度高、效率高、操作简便等优点。特别是自然界中大量存在 ^{3}H、^{14}C 等放射性核素，利用它们做成标记化合物，在同位素示踪计数中广泛应用。因此，液闪在工、农、生、化、医、药物、环境保护、考古等许多领域都有广泛的用途。应用的推广又反过来促进了液闪技术的发展。目前几乎元素周期表上一半的元素可用于液闪的测量。测量装置方面，也有多种可连续测试数百个样品可自动换样用微机控制的商品仪器供应。液体闪烁计数器可以测α活性，测中子，测γ射线。下面介绍液闪在测低能β源活度上的应用。

1. 液闪的基本原理及测量装置

图8.17是液体闪烁计数器的方块图。探头部分主要是装有样品加液体闪烁体的透明容器和光电倍增管。它们都放在避光的铅屏蔽小室内。闪烁体通常包含溶剂及闪烁剂。射线能量大部分被溶剂吸收，溶剂分子从激发态回到基态时释放出能量传递给闪烁剂。后者从激发态回到基态时释放出光子。光子通过闪烁液杯在光电倍增管的光阴极上打出光电子，再经放大后输出。

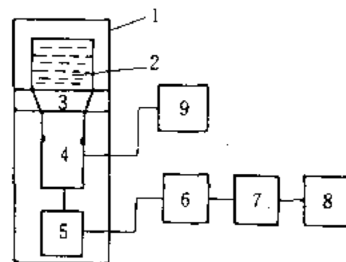


图8.17　液体闪烁计数器方块图

1——暗盒；2——样品杯；3——光导；4——光电倍增管；5——前置放大器；6——主放大器；7——甄别器；8——定标器；9——高压。

液体闪烁剂由溶剂、第一闪烁剂和第二闪烁剂组成。它的发光原理在第四章里已有论述。

溶剂是在闪烁剂里占大部分的液体。它起的作用是溶解闪烁体及样品。接收并传递能量。对闪烁溶剂的一般要求如下：

(1)能充分溶解闪烁体及其它被溶物。

(2)辐射能量转换效率高。

(3)在均相样品中，溶解样品的能力高。而在非均相测量时又要求不溶解样品。

(4)不易挥发。

(5)对闪烁体发射的光子透明度高。

(6)冰点低。

(7)价格便宜且对人体无毒。

如上所述，溶剂应有高的辐射能量转换效率。一般的芳香溶剂常具备这些特点。常用的溶剂为甲苯和二甲苯。它们能量传递效率高，价格便宜，容易获得。缺点是蒸汽压高。对-二甲苯有较高的闪烁产额。但熔点较高。1,2,4-三甲苯的闪烁产额比上述几种溶剂都高，蒸汽压仅为对-二甲苯的1/4，熔点亦较低，是一种较好的闪烁溶剂。

当样品含水量较高时，Triton X-100是很好的溶剂，它易与水混合，不挥发。它可与水以任意比例混合，是一种很理想的闪烁溶剂。

为了提高溶剂对样品和闪烁体的溶解度，提高闪烁效率，有时必需在溶剂中添加第二溶剂。例如二氧六环为基质的溶剂中添加适量的萘，可以提高体系的效率，并提高抗淬灭的能力。

表8.2为常用闪烁溶剂的物理性质表。

表8.2 常用闪烁溶剂的物理性能

溶剂	分子量	熔点(℃)	沸点(℃)	密度(g/cm³)	蒸汽压(20℃)	水溶性(g/L)	相对闪烁产额
甲苯	92.15	−95	111	0.8669	20.9	0.47	100
对-二甲苯	106.17	13	138	0.8611	6.46	不溶	110
1,2,4三甲苯	120.20	−44	169	0.8758	1.67	不溶	112
1,4二氧六环	88.12	12	101	1.0337	31.0	无限	65

闪烁体是闪烁过程的基础。它的主要功能是变辐射能为闪烁光。对闪烁体的要求是，能很好的溶解于溶剂中；能有效的参与能量的传递（把溶液的激发转变为自身的激发）；它的发射光谱不应与吸收光谱重叠，而与光电倍增管的光谱响应相近；发光衰减时间要短。有时为了转移光谱线使与光电倍增管的光谱响应相匹配，也使用第二闪烁剂。表8.3是常用闪烁体的物理性能表。

表8.3 常用闪烁体特性*

名称	吸收光谱(nm)	发射光谱(nm)		荧光量子效率(%)	衰减时间(ns)	溶解度(20℃)(g/L)		使用浓度(g/L)	用途
		最大	平均			甲苯	二甲苯		
P-TP	276	344	341.8	0.77	1.0～1.2	5.5		5.8	第一闪烁剂
PPO	303	364	370.3	0.83	1.4～1.6	414	395	4～7	第一闪烁剂
PBD	300	363	366.9	0.69	1.23～1.28	21	18	7～20	第一闪烁剂
Bu-PBD	305	367	375.0	0.69	1.15～1.28	130	77	6～20	第一闪烁剂
POPOP	385	418	414.9	0.77～0.93	1.5	2.20	1.4	0.05～1	第二闪烁剂
MD-POPOP	363	429	427.3	0.77～0.93	1.5	3.90	2.6	0.1～0.5	第二闪烁剂
α-NPO	330	401	404	0.94	2.0	108	83.1	0.1～1	第二闪烁剂
bis-MSB	347	412	421.9	0.94	1.3	4.5		0.1～0.5	第二闪烁剂
PBBO	401	396	412		4.40			0.5	第二闪烁剂
BBO			410		1.4	3.10	1.3		第二闪烁剂

*引自文献[7]

要提高液体闪烁计数器的计数效率，选择优良的光电倍增管是不可忽视的。目前国产的光

电倍增管中，适宜作液闪测量用的有二六一厂生产的 GDB-52LDQ。国外产品有 EMI-9750QB 等。它们都是双碱阴极，阴极直径为 44～45mm。

光电倍增管的噪声常常造成很大的本底。在低能β计数中，问题更为严重。冷却光电倍增管可使暗电流大大降低。此外采用双管符合技术也是提高信噪比的重要措施。图 8.18 是一个双管符合装置的方块图。

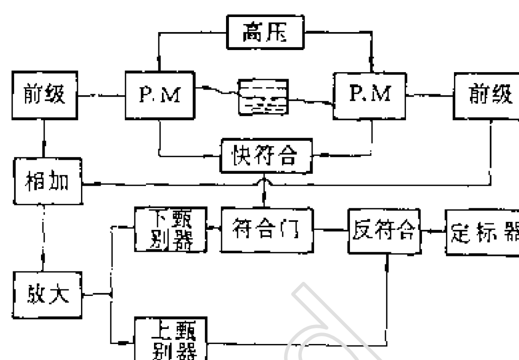


图 8.18 双管符合原理图

用两个光电倍增管分别收集闪烁体的发光，当发光来自闪烁体时，两光电倍增管应同时采集到光子，因此，就有符合输出。对光电倍增管的噪声，它们的产生在时间上是不相关的。所以两光电倍增管的噪声脉冲不一定同时到达符合电路。符合电路就不会有输出。这样大大的抑制了噪声计数，提高了信号噪声比。

符合法并不能完全抑制噪声，因为噪声的出现，在时间上是随机的。所以，两管子的噪声可能发生偶然符合，偶然符合的计数率为 $n_{rc} = 2\tau_R n_1 n_2$ 。其中 n_1、n_2 分别为两管子的噪声脉冲计数率。τ_R 为符合分辨时间。假定噪声计数率为 10^4/min，符合电路的分辨时间为 1μs，则偶然符合计数率为 3.3/min，比单管时降低三个量级，假使把分辨时间减小到 0.02μs，则 n_{rc} = 0.07/min 比单管时降低了五个量级。由此可见采用快符合技术的好处。

液体闪烁计数时，放射性样品是浸没在闪烁液里的。这样很容易认为这是一种 4π 计数方法。实际上并不完全这样，只有当样品以真溶液形式出现时，才是真的。因此，为了实现 4π 计数，制样技术也是很重要的一环。大体上讲，样品在闪烁液中可以采取下面两种形式：

(1)均相：样品在闪烁液中以真溶液形式出现。例如最简单的均相体系是含 PPO 的甲苯溶液。为了能和水溶液混合成为均相溶液，可在其中加入适量的乙醇或 2-乙氧基乙醇。

(2)非均相：假使样品不溶解于闪烁液内，那么便形成含放射性粒子的物质存在于一相之中，闪烁体溶解于另一相中。这可能是固液两相的体系或液液两相的体系。例如：可以用乳化剂使样品的水溶液在闪烁液中形成稳定的乳状液。若样品为固体，则可将其粉碎成细小的微粒悬浮在闪烁液中成为悬浮液。甚至可用纸片吸附样品浸在闪烁液中。由于样品的多样性，使得制样时，常常要针对具体的样品采取不同的方法。有兴趣的读者可以参考有关的文献专著[8]。

表 8.4 列出几种常用闪烁液的配方。

表 8.4 常用闪烁液配方

第一闪烁剂(g)	第二闪烁剂(g)	萘(g)	乙二醇乙醚(ml)	溶剂加到 l	适用性
PPO 3	DmPOPOP$_{0.3}$			二甲苯或甲苯	脂溶性样品
PPO 7	POPOP 0.6	75	300	甲苯	小体积水样
PPO 10	POPOP 0.5	50	167	二氧六环	大体积水样
PPO 6-7	bis-MSB 1.2～1.5	20		二氧六环	大体积水样

2. 液闪绝对测量

用液体闪烁法作核素的绝对测量时碰到两个困难。其一是在双管符合计数中，为产生一个可探测的光电子，需要射线在闪烁液中平均消耗1.4keV～2.0keV的能量。因而有可能粒子耗尽了能量却不产生可探测的信号，即存在零探测概率。其二是能量分辨率差，测量仪器甄别阈的存在使相当一部分小信号丢失。

用外推法可以克服上述困难。

(1)积分外推法。β射线的能谱是连续谱，因此液体闪烁体给出的信号也是大小都有的。由于测量仪器总存在一个甄别阈，那些小于阈值的信号便丢失了。设 V 为信号脉冲幅度，$n(V)$ 为微分脉冲幅度谱。当甄别阈为 V_0 时。测到的微分计数为

$$N(V_0)=\int_{V_0}^{V_{max}}n(V)\mathrm{d}V=\int_0^{V_{max}}n(V)\mathrm{d}V-\int_0^{V_0}n(V)\mathrm{d}V=N(0,V_{max})-\int_0^{V_0}n(V)\mathrm{d}V \tag{8.68}$$

等式右面第一项代表甄别阈为0时的总积分计数率。它代表了真正的放射性活度。第二项代表了当存在阈值 V_0 时，计数率丢失的部分，一般来说，$n(V)$ 是个未知的函数，因此总的计数率便不能得到。

瓦宁布劳克斯(R. Vaninbroukx)[9]等人认为当放大器放大倍数足够大后，$n(V)$ 可近似认为是一条水平直线(见图8.19)，即

$$n(V)=n_0k \tag{8.69}$$

k 为与放大倍数有关的常数，因此，(8.68)式可改写为

$$N(V_0)=N(0,V_{max})-n_0kV_0 \tag{8.70}$$

式中 $N(0,V_{max})$ 为放射性衰变率。$N(V_0)$ 为测到的计数率。

(2)零概率修正[9][10]。放射性粒子在闪烁体中损失能量，激发出一定数目的光子。对于某一个粒子来说，在闪烁体内能产生多个光子完全是随机的。另外，光电倍增管的光电效应转换过程和打拿级上的倍增过程也都是随机性的。因此，完全有可能出现这种情况：带电粒子在闪烁体内损失了能量，却没有产生信号。发生这种情况称为零探测概率，简称零概率。由于零概率的存在，计数率将有些丢失，这相当于存在一个探测阈，高于它才能探测到。就是用简单的外推甄别阈曲线到零甄别阈的办法也并非给出真正的衰变率，还必需对零概率修正。

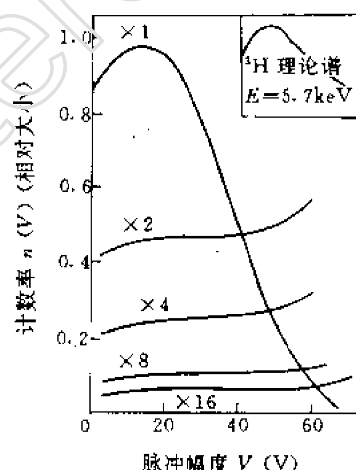


图8.19 β谱形随放大倍数增加的变化

带电粒子在闪烁体中损耗能量，在光阴极上产生几个光电子的概率服从泊松分布：

$$P(n,m)=m^n\mathrm{e}^{-m}/n! \tag{8.71}$$

式中 m 为能量 E 的β粒子在光阴极上产生的平均光电子数，由(8-71)式，一个光电子都不产生的概率为 $P(0,m)\mathrm{e}^{-m}$。

可以认为，打拿极的次极发射也相当好的服从泊松分布。F. J. Lombrad 等人[12]据此证明单电子输入，经 K 级倍增后第 K 级没有电子输出的概率为：

$$P_k(0,1)=\mathrm{e}^{-\delta_k[1-P_{k-1}(0,1)]} \tag{8.72}$$

式中 δ_k 为第 k 打拿极的倍增系数。把这一计算推广到平均 m 个电子进入光电倍增管，在阳极

上没有信号输出的概率(零概率)为：

$$P_k(0,m) = \mathrm{e}^{-m[1-P_k(0,1)]} \tag{8.73}$$

参照(4-17)式可以认为产生的平均光子数 $m(E)$，可写成

$$m(E) = \alpha' EF(E) \tag{8.74}$$

式中 α' 为包括闪烁体的转换效率、光的收集效率、光阴极的转换效率在内的转换效率。它与β粒子能量无关；E 为β粒子的能量；$F(E)$ 是与β粒子能量有关的因子，如由电离淬灭和壁效应引起的能量损失的修正。结合(8-73)与(8-74)可得

$$P_k(0,m) = \mathrm{e}^{-\alpha' EF(E)[1-P_k(0,1)]} \tag{8.75}$$

用 $\alpha = \alpha'[1 - P_k(0,1)]$ 来表示闪烁体和光电倍增管的总转换效率，则 $f=1/\alpha$ 便表示光电倍增管阳极产生一个电脉冲所需要的平均能量亦即探测阈。于是在测到的衰变率与真正的衰变率之间有如下关系：

$$A = A_0\int_0^{E_{\beta\max}} S(E)(1 - \mathrm{e}^{-\frac{EF(E)}{f}})\mathrm{d}E \tag{8.76}$$

A_0 为测得的衰变率，A 为真正的衰变率。$(S)E$ 为β射线的分布函数，$\int_0^{E_{\beta\max}} S(E)\mathrm{d}E = 1$。当β源及闪烁液给定后，$S(E)$、$E$、$F(E)$ 可视为常数。于是(8-76)式变为

$$A = A_0(1 - \int_0^{E_{\beta\max}} S(E)\mathrm{e}^{-\frac{EF(E)}{f}}\mathrm{d}E) \tag{8.77}$$

可见，当 $f\to 0$ 时 $A\to A_0$。即外推到探测阈为零时即得真正的衰变率。

为了改变探测阈，可在闪烁体与光电倍增管之间插入适当的滤光片；可以改变光阴极的有效面积、聚焦；也可以在样品中填加杂质引起淬灭程度的改变以达到变化探测阈的目的。甚至可以移动闪烁液与光电倍增管间的距离，达到变化探测阈的目的。衡量探测阈的相对变化，可利用γ源从外部照射闪烁体，在闪烁体内产生的康普顿谱边缘的半高度位置的变化达到，也可以用内部源的内转换电子峰位置的变化来表示探测阈相对变化。图 8-20 即为甄别阈及探测阈外推的结果。

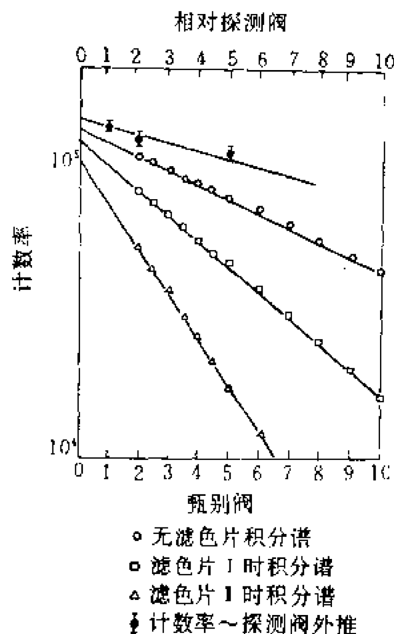


图 8.20 液体闪烁法测β活度的甄别阈及探测阈的外推

3. 淬灭及其校正

用外推法固然可以求得绝对衰变率，但要作许多次测量。对于大多数应用工作来说，例如生物样品的测试，这种方法显然是不合适的。这时，若能事先对系统的效率作一刻度，那么，这就使以后的测量比较简单。

影响效率的主要因素是淬灭。所谓淬灭，就是一种或几种过程使闪烁脉冲幅度变小。由于测量时甄别阈是不变的，于是显示出计数效率变低了。

造成淬灭的原因大致如下：

第一，射线在使闪烁溶液溶剂分子激发之前就失去了能量。如：放射性核素原子的自吸收、源载体分子对射线的吸收(在非均相中尤为显著)，以及在闪烁液中有氧存在时，引起严重的淬灭。

闪烁剂在溶剂内浓度的变化也可引起淬灭程度的改

变。当浓度较小时，计数效率随浓度增加而增加。当浓度超过某临界值后，计数效率反而随浓度增加而减小。这种现象是因为当闪烁分子在溶液中浓度增高时，自吸收现象也变得严重起来。所以，选择最佳浓度应比临界值略为低一点，以保证有高的计数效率。

第二，温度变化引起闪烁体发光衰减时间变化。另外闪烁液粘度随温度有变化，而荧光产额随粘度 2/3 次方而变化。

第三，颜色淬灭。当闪烁液内有颜色时，光子的平均自由程便变短。也就是闪烁液对荧光有更多的衰减。

第四，由于温度或其它因素的变化，使测量杯表面沾有尘污或蒸汽冷凝，也会使光的传递受到影响。

在一定甄别阈下，淬灭使脉冲幅度变小，降低了探测效率。所以，在制样及测量过程中要尽量减少淬灭因素。例如可以对样品进行预处理(如采用提纯、消化、脱色、燃烧等方法。提纯指不易溶解的样品，适当改变化学成份。消化指用酸性或碱性消化法使样品较为易于溶解，主要是使大分子水解。燃烧指将不溶解的样品烧成氧化物如$^{14}CO_2$或$^{3}H_2O$等，再以适当方式使之溶于闪烁液)。

要使淬灭不发生是不可能的。为此，应找出对淬灭进行修正的方法。对淬灭的修正就好比对系统进行效率刻度。

下面介绍几种淬灭修正方法。

(1)外推法。假设计数率 n 与淬灭剂浓度 c 呈指数关系：

$$n = n_0 e^{-qc}$$

n_0 为无淬灭时的计数率，q 为淬灭常数。当将不同淬灭剂浓度与相应计数率 n 在半对数纸上作图，外推到淬灭剂浓度为零时，即可获得无淬灭时的计数率。

(2)β 内标准法。待测样品原来的净计数率为 n_1，然后加入已知放射性活度 ΔA 的标准样品，此时计数率为 n_2 于是探测效率为

$$\varepsilon = \frac{n_2 - n_1}{\Delta A}$$

待测样品的活度为

$$A_0 = \frac{n_1}{\varepsilon} = \frac{\Delta A \cdot n_1}{n_2 - n_1}$$

β 内标准法是最基本的淬灭校正方法。每个标准样品实际上就是仔细操作得到的 β 内标准样品。在操作时应注意：标准样品的加入不应引起新的淬灭；标准样品的加入不会使闪烁液体积明显增加；标准样品与待测样品应是同一种核素，至少其谱形应相近；测量条件应保持不变。

内标准法简单易行，能校正严重淬灭的样品，准确度高，缺点是不能重复使用样品。

(3)道比法。当样品中存在淬灭时，不仅 β 谱的平均脉冲幅度会降低，整个能谱向低能方向移动，而且全谱的计数面积也减小，即效率降低。谱的移动及面积缩小的程度则取决于样品的淬灭程度，如图 8.21 所示。曲线 1 为无淬灭时的能谱，曲线 2 是有淬灭时的某个典型能谱，当淬灭严重时，谱将向左移动更甚。在谱上选取两个不同的测量道，分别测量 β 谱的不同部分，则随淬灭程度不同，两道计数率会变化。它们计数率之比——道比，就反映出淬灭程度。

绘制道比校正曲线的具体步骤如下：

①测量一个活度已知，无淬灭的标准样品的 β 能谱。根据谱面积算出计数率。

②选取适当的甄别阈 L_1、L_2、L_3 使 L_3-L_1 包含了几乎全部β谱计数。L_1-L_2 约包括 1/3 的全谱。测量时，L_1-L_2 间作为一道，L_2-L_3 间为另一道。两道纯计数率之比为

$$C_{Ro}=\frac{n(L_2-L_3)}{n(L_1-L_2)}$$

③样品中加入一定量的淬灭剂，测量道比得 C_{Ri}。同时，由谱的面积与无淬灭时谱面积之比，可得有淬灭时的相对效率。

④重复步骤③改变淬灭剂的量，可得一系列相对效率与道比值。将它们作图，即为道比淬灭校正曲线。由此曲线，即可从测到的道比值求出系统的相对效率。

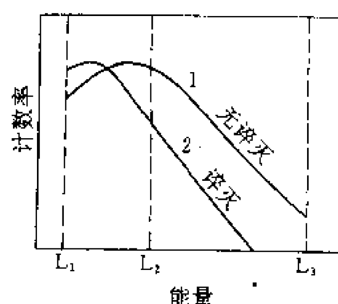


图 8.21　道比法示意图

图 8.22 和 8.23 分别是 ^3H 及 ^{14}C 的道比淬灭校正曲线。

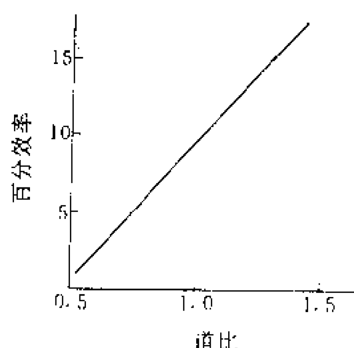


图 8.22　^3H 的道比猝灭校正曲线

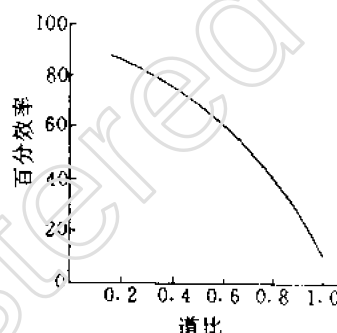


图 8.23　^{14}C 的道比猝灭校正曲线

道比法的准确度与样品计数率有很大关系。对低放射性样品或淬灭严重的样品误差太大，不宜使用。

(4)外标准道比法。γ 射线在闪烁杯内产生的康普顿电子也是一个连续谱。随着淬灭程度的严重，康普顿边缘也向低能端移动。事先用不同淬灭程度的闪烁液做好相对效率与外道比关系校正曲线，再用内标准法求出某一淬灭程度时的绝对效率，整个校正曲线便得到刻度。这是目前较为普遍使用的淬灭校正方法。图 8.24 是计数率对外道比关系图。

4. 双核素体系的测定

在实际应用中，例如生物与医学的许多测量中，常常碰到要对两种以上不同的放射性核素在同一体系内的不同功能进行示踪。这就提出同时测量多种核素的任务。最简单的例子是 $^3H-^{14}C$ 的同时测定。图 8.25 是 ^3H 和 ^{14}C 单独存在时测得的谱形。设 ^{14}C 的活度为 A_c，^3H 的活度为 A_H，η_{c1} 和 η_{c2} 分别为 D_1-D_2 区间和 D_2-D_3 区间内 ^{14}C 的效率。而 η_{H1} 和 η_{H2} 分别为 D_1-D_2 区间和 D_2-D_3 区间内对 ^3H 的效率，n_1 和 n_2 分别为这两个区间里测到的总计数率，则有：

$$n_1=A_c\times\eta_{c1}+A_H\times\eta_{H1}$$

$$n_2=A_c\times\eta_{c2}+A_H\times\eta_{H2}\tag{8.78}$$

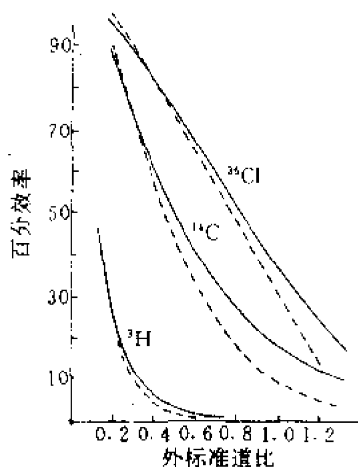


图 8.24　计数效率对^{137}Cs 外标准源道比关系图

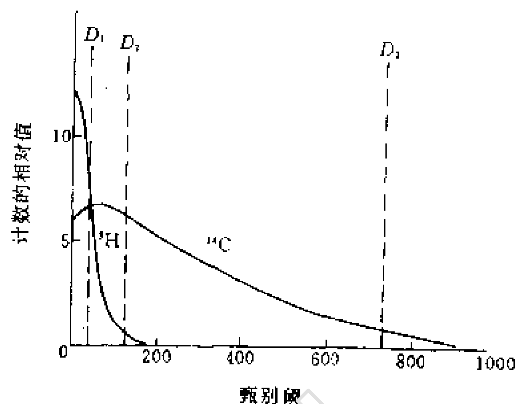


图 8.25　双核素同时测定

源放在冷却箱外，源强度约 2mCi，用氯仿(—)和甲基红(……)作猝灭剂。在这两种情况下第二道都调到 100～250，放大倍数为 10%，第三道都调到 50～1000，放大倍数为 3%。

解这个联立方程式可得：

$$A_c = \frac{n_1 - n_2(\eta_{H1}/\eta_{H2})}{\eta_{c1} - \eta_{c2}(\eta_{H1}/\eta_{H2})}$$

$$A_H = \frac{n_1 - n_2(\eta_{c1}/\eta_{c2})}{\eta_{H1} - \eta_{H2}(\eta_{c1}/\eta_{c2})} \tag{8.79}$$

改变 D_2 的位置，使得 D_3--D_2 区间内没有^{3}H 的贡献，则

$$A_H \times \eta_{H2} = 0 \tag{8.80}$$

于是 $n_2 = A_c \cdot \eta_{c2}$，解得(8.79)联立方程式为

$$A_H = \frac{n_1 - n_2(\eta_{c1}/\eta_{c2})}{\eta_{H1}}$$

$$A_c = \frac{n_2}{\eta_{c2}}$$

这种处理方法，对两核素淬灭程度相近的样品比较合适。

当选择的两个测量区间不连续时，如图 8.26 所示，调节高能区间的下甄别阈，使^{3}H 的贡献可以忽略。每次计数后，测量两区间的外标准道比(A/B)，在经过一系列的不同程度的淬灭测量后，可得如图 8.27 所示的三条曲线。根据曲线Ⅱ，从 B 道的计数可以算出^{14}C 对 A 道计数的贡献。从 A 道的总计数中扣除此数值并利用曲线Ⅰ可得^{3}H 的活度。而^{14}C 的活度用 B 道计数及曲线Ⅱ便可得到。

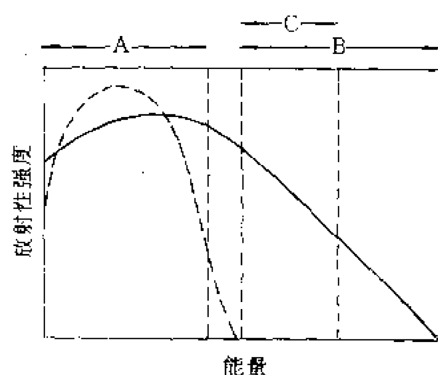


图 8.26 用 Handler 提出的方法，利用互相交盖的窗分开^{3}H 和^{14}C 计数

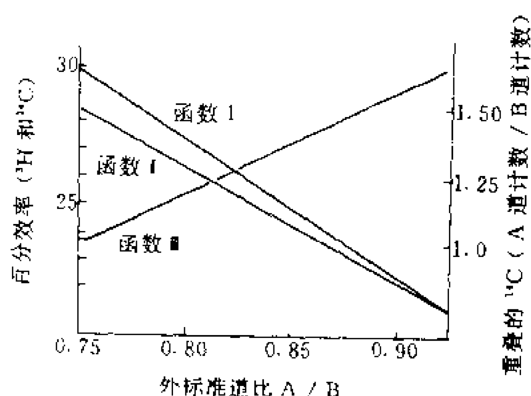


图 8.27 分开^{3}H 和^{14}C 计数的图解方法

函数 I 为 A 道中^{3}H 的效率-外标准源道比曲线，函数 Ⅱ 为 B 道中^{14}C 的效率-外标准源道比曲线，函数 Ⅲ 为 A、B 道中^{14}C 计数比-外标准源道比曲线，后者是用来估计 B 道中的^{14}C 计数溢入 A 道的程度的。

参 考 文 献

[1] W. B. Bambynek, Precise Solid Angle Counting "Standardization of Radionuclides" Procedings of a Symposium, Vienna 10-14 Oct. 1966, p. 373.

[2] Wu Zhi-Hua & Wei Xin-Miao, J. Radionual. Nucl. Chem., Letters 166(3) 211-217(1992).

[3] W. J. Price, Nuclear Radiation Detection PP. 127 Mcgraw-Hill Inc., New York, 1958

[4] P. J. Campion, Inter. J. Appl. Rad. Isotopes 4, 232, (1959)

[5] P. J. Campion, Inter. J. Appl. Rad. Isotopes 10, 131, (1961)

[6] 高福中，放射性核素强度的绝对测量，第一页，原子能出版社，1981.

[7] 董家伦，冯宗游，液体闪烁测量技术的进展与应用，杨守礼等编，科学出版社出版 p. 256-264，1987.

[8] 江丕栋，宋兰芝等译，液闪测量制样技术，p. 426 原子能出版社出版，1988.

[9] R. Vaninbroukx, Inter. J. Appl. Rad. Isotopes 16, 289(1965)

[10] J. Steyn, Nucl. Istrum. Method. 112, 137(1973)

[11] Donald L. Horrocks and C. T. Peng, Organic Scintillation and Liquid Scintillation Counting pp. 687 Academic Press Inc., New York, 1971

[12] F. J. Lombrad and F. Martin Rev. Sci. Instr. 32, 200, (1961)

[13] 魏信苗等，核技术 Vol14, No. 1, 1991, pp. 48

第九章　带电粒子的能量及能谱测量

在核物理实验、放射性同位素应用、核燃料生产及环境监察等工作中，经常会遇到带电粒子能量的测量问题。各种类型的带电粒子谱仪就是为解决这一课题建立起来的。

谱仪除了可用来测量粒子的能量外，更多的是用来测量粒子的强度随能量的变化，即粒子的能谱。这是因为，由粒子的能谱，人们可以获得更多有关的信息。例如，可以求得内转换系数或转换系数分支比，可求得某一核反应道的截面以及了解样品中某种核素的含量等。

本章所说的带电粒子一般分为两类。一类是以 α 粒子为代表的重的带电粒子，包括质子、氘核及其它较重的离子；另一类是轻的带电粒子，也就是正、负电子。它们的能量范围只涉及核衰变及低能核反应范围。这两类带电粒子的能量测量在方法上有不少共同之处，然而由于两者的质量相差很大，因而在能量测量的具体问题上会出现一些不同的情况。

测量带电粒子能量的方法很多：有射程测量方法；有能量灵敏探测器方法，包括电离室、正比计数器、闪烁计数器及半导体探测器等；还有一种是磁分析方法。第一种方法比较粗糙，早期应用较多，由于比较简单，在某些场合，目前还有一定的适用性，故简单介绍一下。第二种方法的基本原理在其它章节中已有详细介绍，这里主要介绍这些探测器用于带电粒子能量测量上的个别具体例子及各自的特点。第三种方法——磁分析法，目前仍然是分辨率最好、精度最高的方法，在其它章节中都未提到，本章将着重介绍。

第一节　射程测量方法

带电粒子的射程是能量的函数。射程与能量之间的关系已在第二章中讨论过。由射程来确定粒子的能量，其精度取决于射程歧离的程度及射程-能量关系式的精度。

带电粒子在物质中的实际径迹长度是量度射程的一种方法。这种方法已在核乳胶等径迹探测器中作了介绍。它一般用于放射源较弱的情况。另一种方法是吸收法。在此方法中，一束大致平行的带电粒子射向某种探测器，测量探测器的计数率对探测器前吸收物质厚度的依赖关系就可求得射程。图 9.1 所示是一个测 α 粒子射程的微分测量装置，用它可直接测出射程的微分分布曲线，这比由积分分布曲线求射程可提高结果的准确度，并有利于多组 α 粒子能量的测量。该装置由两相连的浅电离室构成，它们中间是一个薄铝箔做成的公共收集电极，该电极与左右两边高压电极间的距离很小（约 1～2mm）。利用反符合电路使只有当 α 粒子停止在前面一个浅电离室时才有脉冲输出。因此，测量计数率随源与测量装置间距离（即不同空气吸

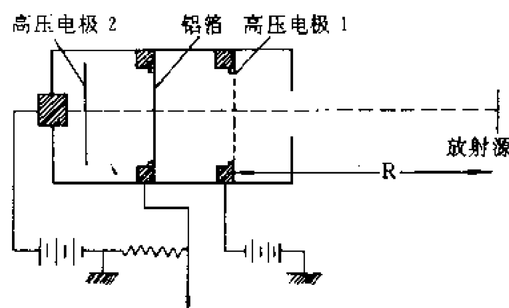


图 9.1　α 粒子射程的微分测量装置

收层厚度)的变化,就可得到微分分布曲线。对应于放射源中每一组 α 粒子的能量就会有一个峰。图 9.2 就是用这类装置测得的两种能量的 α 粒子射程分布。可看出,分布的半宽度在 0.4cm 左右,相应的能量分辨率～3%。图中,峰的位置对应于某组 α 粒子的平均射程,再由已

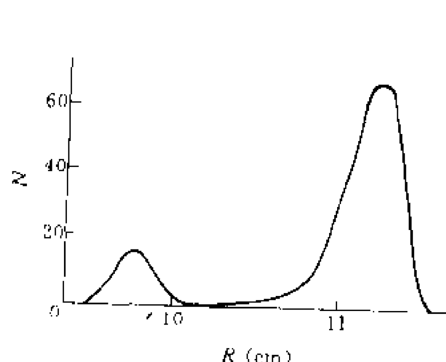


图 9.2　α 粒子射程的微分分布

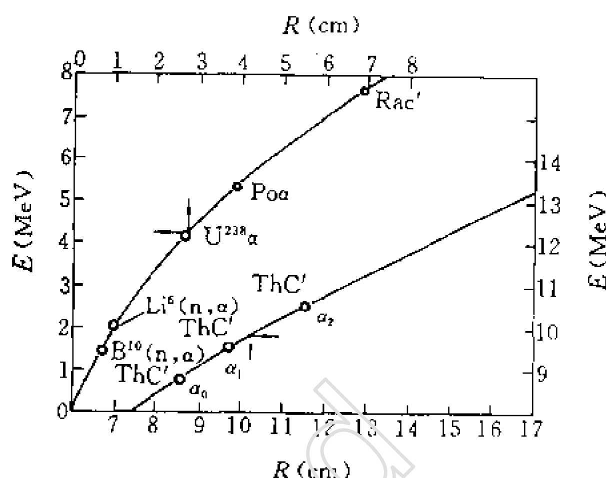


图 9.3　α 粒子在 15℃、10^5Pa 空气中的射程-能量曲线

知的射程-能量关系式或曲线就可求得相应的能量。图 9.3给出 α 粒子在 15℃、10^5 Pa 空气中平均射程与能量的曲线。其中,较低能量的 α 粒子是由核反应产生的。

用这种方法测量 α 粒子的能量,要求源有足够的强度,并且测量结果的能量误差在 100keV 左右,目前已较少使用。只是由于方法简单,又不需要复杂的测量装置,因此在能量测量精度要求不高的场合有时仍然使用。例如,在环境监察工作中,以 ZnS 闪烁屏为探测器,以铝化聚脂膜为吸收体,可借助 α 吸收法测量气溶胶样品中^{239}Pu(E_α=5.15MeV)的浓度[1]。

对电子来说,由于射程歧离的现象比 α 粒子严重得多,因此由射程来定电子的能量,其误差必然更大。

另一方面,β 射线具有连续的能谱,它在物质中的吸收曲线是和单能电子束的吸收曲线不同的。例如,用图 9.4的简单实验装置,在钟罩形 G-M 计数管前放上不同厚度的铝吸收片并计数,就可测出图 9.5 所示的^{28}Al 的 β 射线在铝中的吸收曲线。从图中可看到曲线在开始部分近似服从指数衰减规律 $N=N_0\exp(-\mu t/\rho)$,其中 μ/ρ 为质量吸收系数,t 为吸收片的厚度。当吸收片厚度再增加时,β 射线的吸收逐渐偏离于指数规律,最后全部被吸收。与此对应的吸收片厚度就代表 β 射线在该物质中的最大射程 R_β。通过 R_β 与 $E_{\beta\max}$之间的经验公式或曲线就可求得 β 射线的最大能量 $E_{\beta\max}$。图 9.6 就是 R_β 与 $E_{\beta\max}$间的关系曲线。在实际测量过程中,常把计数率降至原始计数率万分之一处的吸收片厚度算作 R_β。由于 γ 射线及韧致辐射的干扰,吸收曲线往往很早就拐向 γ 及韧致辐射本底(如图 9.5 所示),这就给 R_β 的测定带来

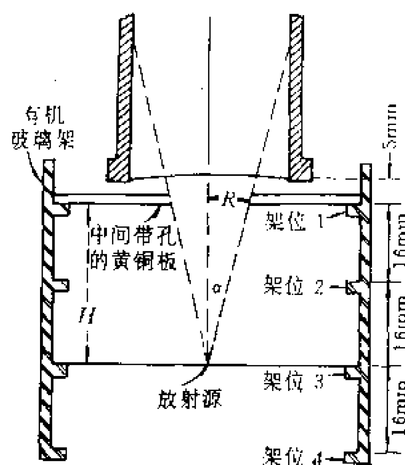


图 9.4　β 吸收测量装置

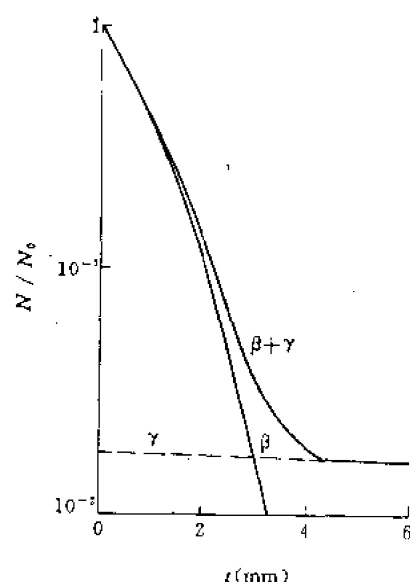


图 9.5 β射线在铝中的吸收曲线

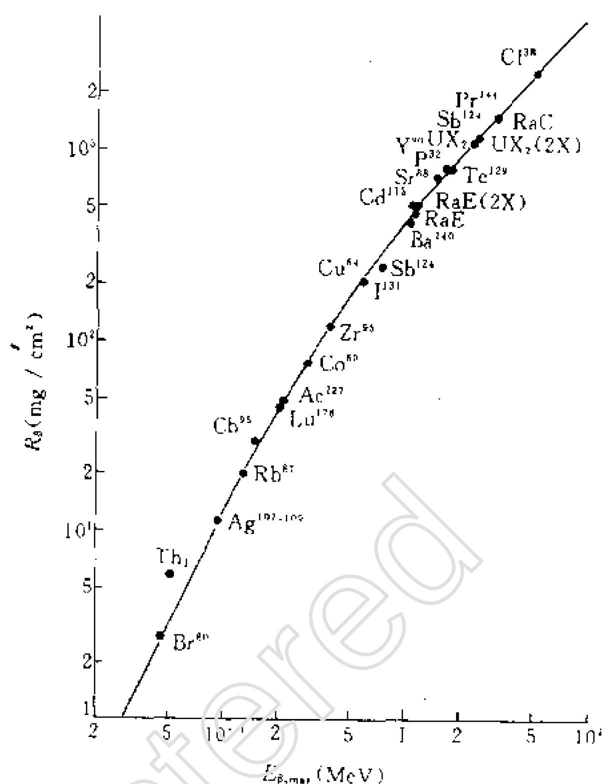


图 9.6 某些 β 发射体的 R_β 与 $E_{\beta max}$ 间的关系

较大的误差。为了改善 R_β 的测量精度，有费栘(Feather)比较法及斜率比较法等作图方法。但是，即使采用了这些方法，用吸收法求 $E_{\beta max}$ 在很理想的情况下也只有5%的精度。用吸收法求 $E_{\beta max}$ 可以在核燃料后处理[2]、保健物理及污染分析[3]工作中用来鉴别 β 放射性同位素。

吸收法除用于测量带电粒子的能量外，有时还用于测量薄膜厚度及薄膜厚度的均匀性，或在生产中用于自动控制生产薄膜的厚度。在某些实验场合，人们有时用吸收片吸收一些低能量的粒子或甄别带不同电荷的粒子(如 α 粒子与质子)。有时，还用吸收片来调节加速器出射粒子的能量。

第二节 能量灵敏探测器方法

电离室、正比计数器、闪烁计数器及半导体探测器等能量灵敏探测器，当粒子能量全部损耗在该探测器灵敏体积中时，其输出脉冲辐度与入射粒子能量成正比，所以常称之为能量灵敏探测器。在这些探测器后面配合适当的电子学线路，就能对各种粒子的能量进行测量，从而构成各种谱仪。上述这些探测器的基本原理在前面章节中已有详细介绍，这里主要综合介绍这些探测器用于带电粒子能量测量时的各自特点，并略举几种谱仪的例子。

轻、重带粒子由于它们的质量以及在物质中的电离密度、射程及散射等情况的不同，所以在谱仪的具体结构等安排方面是有所不同的。各种重带电粒子谱仪的性能基本上可由 α 谱仪来代表。表 9.1 概括了一些 α 谱仪和 β 谱仪的主要性能及特点。为了比较，把本章后面要介绍

的磁谱仪也列在表中。

表 9.1　各种带电粒子谱仪性能的比较

谱仪类型	能量分辨率*	立体角(4π)	其 它 特 点
电离室	0.25%(α)	0.5～1	源的面积可以很大，最大可达上万 cm^2，因此有利于低比放射性的测量，但换源不方便。不适合电子能量的测量。
正比计数器	≳1%(α) ～6%(β)	0.5～1	适用于低能 β 谱的测量，但最大能量一般限于 1MeV 以下。源的面积也可以很大，最大可达上千 cm^2。
闪烁计数器	1.8%(α) ～6%(β)	≲0.5～1	分辨时间小，适合于符合测量。能测量射程较大的粒子。灵敏面积较大，可达 $100cm^2$ 左右，但分辨率差。在测 β 谱时，由于散射问题会使谱形畸变。
半导体探测器	～0.2%(α 及 β)	≲0.5～1	能量分辨率好，小巧，使用方便，线性响应好，分辨时间小。但灵敏面积小，一般≲$10cm^2$，并且温度效应及辐射损伤效应较大。
磁谱仪	(0.01～0.02)% (α 及 β)	10^{-3}～10^{-4}	能量分辨率及精度最高。但谱仪庞大笨重，造价昂贵，而且立体角小，能采用的源面积也很小(一般小于 $1cm^2$)，往往不能一次测出全谱。

* 这里指的是对能量为 5～6MeVα 粒子或 624keV 电子所达到的结果。

一、电离室

用电离室可以组成 α 谱仪，其中用屏栅电离室组成的 α 谱仪的能量分辨率一般在 0.6%左右，最好的则可达 0.25%。α 电离室谱仪的放射源放在电离室内，因此有大的立体角。这种谱仪的突出优点是源的面积可以很大，最大的可达 $10000cm^2$ 以上，因此可测量比活度低到 10^{-14} 至 10^{-15}Ci/g，或半衰期长达～10^{15}年的 α 样品[4]。缺点是换源不方便。

电离室不适合测量电子的能量，因为电子在气体中的射程很长以及低能区域的噪声使分辨率变坏。

二、正比计数器

正比计数器可用来测量 α 粒子的能量，由于气体放大倍数涨落的影响，其能量分辨率不如屏栅电离室。另一方面，由于有内在的气体放大作用，提高了信号噪声比，使它很适合测量较低能量的电子，能量下限可低到 1～5keV。如果计数器内充以高达 10^5Pa 气压或更高气压的氩，或沿计数器轴的方向施加磁感应强度为十分之几特斯拉的磁场，则可提高可测能量的上限，但一般仍在 1MeV 以下。正比计数器特别适合于测量那些能量较低而又能做成气体样品的同位素，如^{3}H，^{14}C 及^{35}S 等。因为待测的气体样品充在计数器内，可以避免窗的吸收及反散射等使谱形畸变的因素。如果测量的是固体源，源的面积可以做得很大，例如 $1000cm^2$，则重达 1g 的样品也只给出 $1mg/cm^2$ 的源厚度，因此可以测量长寿命($T_{1/2}>10^9$ 年)同位素的 β 谱。

正比计数器对^{137}Cs 内转换电子(624keV)的分辨率可达到～6%。对能量为 10keV 的低能电子的分辨率为 12%，这比闪烁计数器在这一能量时的分辨率(～50%)好得多。需要注意的

是，正比计数器的分辨率与制造的精度及所充气体的纯度有很大关系。

三、闪烁计数器

闪烁谱仪的能量分辨率很差，因此不利于带电粒子的能谱测量。但是，与磁谱仪相比，它有较大的立体角，可采用较大面积的源，后面连上多道脉冲分析器后可一次测出全谱。与电离室及正比计数器相比，它分辨时间小($\sim 10^{-8}$s)有利于快计数及符合测量。还由于它可测量射程较长的带电粒子，例如 10×10cm 的 NaI(Tl)晶体可测量能量达 15～20MeV 的电子能量，所以在一定的场合仍有使用价值。但总的来说，在半导体探测器出现后，带电粒子闪烁谱仪的使用就大为减少了。

对 α 粒子与其它重的带电粒子，从发光效率等方面考虑，一般不采用有机晶体，而采用无机晶体 NaI(Tl)、CsI(Tl)及 KI(Tl)等。ZnS(Ag)由于透明度差，能量分辨率也差，一般不适用于能谱测量。NaI(Tl)虽然发光效率最高，但容易潮解，需要防潮的包装，也不适用于 α 谱的测量。在剩下的晶体中，CsI(Tl)的发光效率较高，故常用于 α 闪烁谱仪。它对 ^{210}Po 的 5.3MeVα 粒子的能量分辨率一般在 4%左右，最好的则可达 1.8%。

对 β 能谱的测量来说，在选择晶体时，除上述发光效率等因素要考虑外，还有一个重要的情况需加以考虑，那就是电子在物质中的大角度散射问题。由于电子的大角度散射概率很大，而且概率随物质的原子序数的增大而迅速增加，因此，β 闪烁谱仪一般都采用蒽、对联三苯及塑料等低原子序数的有机晶体或闪烁体。

采用有机晶体后，由于电子在晶体中的大角度散射现象仍然存在，测得的 β 谱中低能电子仍然是偏多的，使所测的 β 谱形畸变。一种解决办法是采取准直措施。电子接近于垂直入射可增大深度贯穿的概率，减小散射出晶体的概率。图 9.7 是用蒽晶体测得的^{32}P 的 β 射线的脉冲分布。曲线(a)是 β 射线未准直的结果，曲线(b)则是准直后的结果。可以看出，准直后原来偏多的小脉冲数明显减少了。

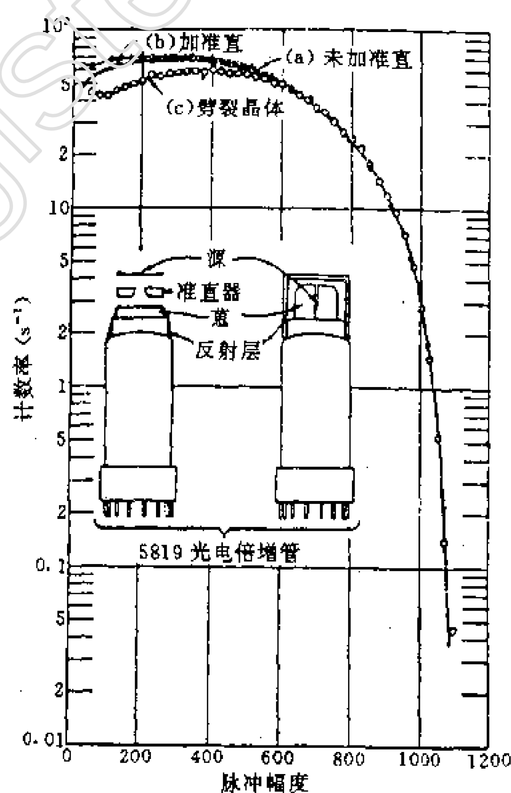


图 9.7　蒽晶体记录的^{32}P 的 β 射线的脉冲高度分布

但是，虽然采用了准直装置，居里描绘表明谱的低能部分仍有明显的畸变。为此，可采用图 9.7 中所示的劈裂晶体谱仪。两个蒽晶体离得很近，而源被夹在两个晶体中间，这样就可防止任何 β 射线被散射出去。晶体中产生的光通过光导从晶体的一端导向光电倍增管。图 9.7 中曲线(c)是用这一谱仪得到的^{32}P 的 β 射线的脉冲分布，图 9.8曲线(b)则是其居里描绘。可以看到，居里描绘的直线部分比用扁平晶体所得出的曲线(a)长多了，它在 250keV 以下很快上升是由于样品中含有^{33}P。劈裂晶体谱仪具有 4π 立体角，因此可测量低比活度的样

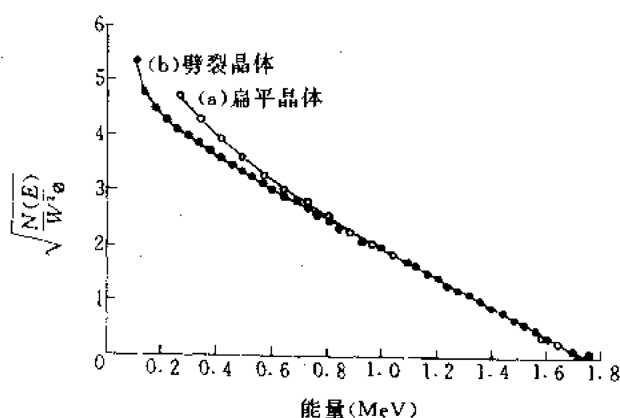


图 9.8 ^{32}P 的 β 射线的居里描绘

品。图 9.7 的装置可测量尺寸为 $1.5\times 2cm^2$ 的源。

如果 β 衰变后立即伴随着 γ 跃迁(特别是内转换系数大的 γ 跃迁),则上述劈裂晶体谱仪将不能区分两种同时产生的闪光,而是把它们加在一起作为一个较大的脉冲记录下来,于是整个谱的分布仍会畸变。这时采用空心晶体谱仪将更合适些。

采用有机晶体的 β 闪烁谱仪的分辨率是很差的,对 ^{137}Cs 的 624keV 内转换电子,分辨率一般在 13%左右。如果要获得正确的 $E_{\beta max}$ 值,就需进行仪器的分辨率校正。在一般情况下,用 β 闪烁谱仪的数据作出的居里描绘,从高能处直到最大能量的一半处附近仍是一条很好的直线。采用薄源、薄承托物及防止电子散射出晶体的措施,再加上分辨率的校正,居里描绘的直线部分可一直延伸到 100keV 附近。

NaI(Tl)晶体有较好的分辨率,对 624keV 电子最好可达 6%左右,但散射问题太严重。如果在制备 NaI(Tl)晶体时将 β 样品掺入,则可取长补短。由于源在晶体内部,β 射线可完全被吸收,这种做法对弱样品的测量也是有利的。

用 β 闪烁谱仪测 β 谱虽不甚理想,但由于其分辨时间小,有利于 β-γ 及 β-e 等符合测量。它对放射性核素衰变纲图的建立起过不少作用。

四、半导体探测器

半导体探测器如第五章所介绍的及表 9.1 中所列的有许多重要优点,并使它获得十分广泛的应用。但它也有其局限性,因此采用半导体探测器的谱仪不能完全代替其它带电粒子谱仪。

用于带电粒子能量测量的半导体探测器主要有金硅面垒型及硅锂漂移型等。在重带电粒子的测量上用得较多的是金硅面垒探测器。它具有窗薄(一般金层厚度约为 20~30nm)、固有噪声低、能量分辨率高、线性好、β 及 γ 的干扰较小、工艺简单、成品率高及使用方便等优点。用这种探测器测量 α 粒子的能量一般不难获得 0.5%的分辨率,最好的可达 0.2%。目前,金硅面垒探测器的灵敏面积一般小于 $10cm^2$,灵敏层厚度可达 1mm 左右,其可测能量上限对 α 粒子约为 40MeV,对质子约为 10MeV。用具有较厚灵敏层的锂漂移探测器则可测量 200~300MeV

的 α 粒子能量。

下面具体介绍一台金硅面垒半导体 α 谱仪[5]。谱仪的方框图在第五章已介绍过。探头(见图 9.9) 的托源盘有六个源位，调节托源盘柄 1 可使托源盘在真空状态下升降。根据不同源强情况，源到探测器的距离可在 0.5－5cm 间改变。同时，转动托源盘柄 2，可在偏压与真空度保持不变的情况下，陆续测量六个放射源。

探测器为 GM-φ8 金硅面垒探测器，灵敏面积为 0.5cm^2。电阻率约为 1000Ω·cm。漏电流在室温下为几百纳安，低温下(－30℃)为几纳安。探测器采用半导体二级致冷器可降温到－35℃。

谱仪对^{241}Am 源的 5.486MeV 能量 α 粒子的最好分辨率是 0.22%(图 9.10)。整个谱仪(包括全部电子学线路在内)用放射源测得其非线性<1%(图 9.11)。这一谱仪对重核特别是超钚元素的研究工作很有用。

金硅面垒探测器还广泛用于测量核反应中放出的带电粒子能谱，尤其适用于角分布的测量。如果把多个探测器放在散射室中，同时测量不同反应角的出射粒子，既可节省时间又可提高测量精度。

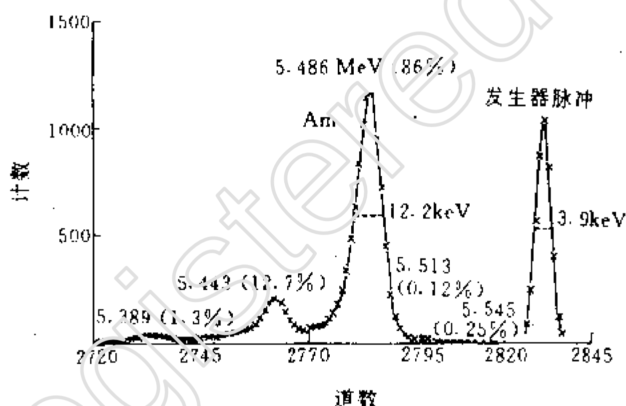


图 9.10　^{241}Am 的 α 能谱图

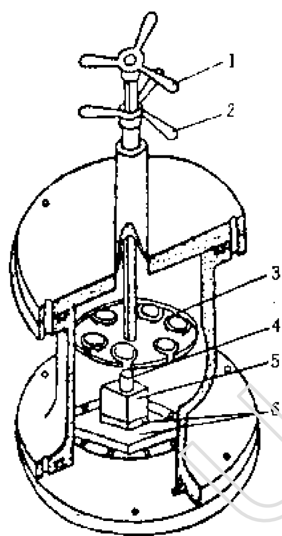


图 9.9　探头剖面示意图

1——把柄 1；2——把柄 2；
3——托源盘；4——探测器；
5——前级放大器的输入部分；
6——致冷器。

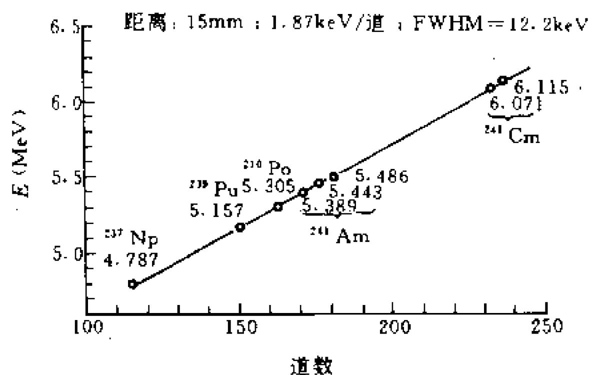


图 9.11　谱仪线性

但是，半导体探测器对于那些能产生很大电离密度的重带电粒子，如裂变碎片及其它慢速的重离子，就不很理想。这主要是由于大的复合概率等一些效应使谱仪的分辨率及线性变差，而对能量相同而质量不同的粒子来说，上述效应对谱仪性能的影响是不同的。因此，需要对谱仪进行刻度，即需研究半导体谱仪的响应函数与重带电粒子的质量、能量之间的关系。

面垒探测器对电子的分辨率也很好。在低温下使用时，对^{137}Cs内转换电子的分辨率可达0.2%左右。但由于灵敏层的厚度一般在1mm以下，因此只能测量能量较低的电子。硅锂漂移探测器的灵敏层厚度一般不难达到5mm左右，因此硅锂漂移探测器可用来测量较高能量的电子。在低温下使用，其分辨率可好于1%，与中等分辨率的磁谱仪相当。特别是它能与多道分析器连用，一次可测出全谱，这既缩短了测量时间，又有利于短寿命同位素的测量。另一方面，可采用4π立体角，因此也能对寿命较长而比活度较低的源进行测量。它既有较好的分辨率，又有较短的分辨时间（$10^{-8}\sim10^{-9}$s）以及可采用较大的立体角，因此也有利于β-γ及β-e等符合测量。目前半导体β谱仪主要用于核谱学的基础研究，如内转换系数的测量，e-γ角关联的研究，取向核的转换电子角分布测量等等。类似于β闪烁谱仪，电子在半导体探测器上有大的散射概率，在研究β谱形时有同β闪烁谱仪一样的困难，为此也必须采用4π的几何安排[6]。Si(Li)半导体β谱仪的主要缺点是对不同能量电子的能谱响应比较复杂，给数据的定量分析带来一些麻烦。另外，它对γ灵敏也是一个缺点。

第三节　磁分析法

一、引言

前两节介绍测量带电粒子能量的方法都是基于粒子通过物质时的能量损失。本节介绍另一类方法，它是基于带电粒子在磁场中的偏转即磁分析的方法。

对带电粒子的能量测量来说，最重要的当然是仪器的分辨率。图9.12说明了不同分辨率条件下得出的结果。显然，如果谱线越复杂而且相互之间挨得越近，则为了测出并测准每一条谱线的能量及其强度，就越要求仪器有好的分辨率。至今，其它各种带电粒子谱仪的能量分辨率没有好于0.1%的。而磁谱仪中，例如无铁$\sqrt{2}\pi$双聚焦谱仪，其分辨率及测量能量的精度分别可达1×10^{-4}及1×10^{-5}。此外，磁谱仪还可进行能量的绝对测量，因此一些基准工作，例如内转换电子标准线及α标准线都是用磁谱仪测定的。

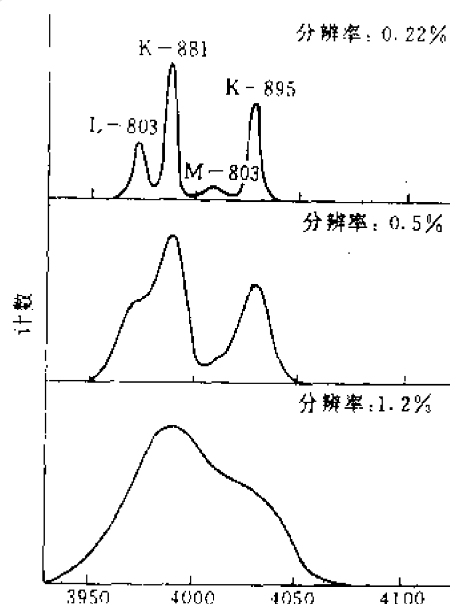


图9.12　不同分辨率条件下的部分^{206}Bi内转换电子谱

另一有利之处是，磁谱仪的分辨率不随能量变化而是一个常数，因此在低能区域仍能保持仪器的良好分辨率，而其它谱仪则将很快变差。

此外，由于磁分析过程是在真空容器中进行的，在采用适当的光阑及挡板系统后，磁谱仪比其它类型的谱仪能更好地对 β 谱形进行研究。谱仪在结构上还能有效地对强的 γ 射线进行屏蔽，从而最大限度地消除其干扰。

当然，磁谱仪也是有缺点及其局限性的。

本节将先介绍 β 磁谱仪。重离子磁谱仪在基本原理及结构上与 β 磁谱仪有不少相似之处，但也有其特殊性，这将在第四节中介绍。

放射性同位素发出的电子谱一般由连续分布的 β 谱及叠加在上面的若干单能的内转换电子或俄歇电子谱线所组成，如图 9.13所示。为了研究连续谱的形状，高的分辨率并不是最重要的，重要的是好的传射率及尽可能没有散射及其它引起谱形畸变的因素。另一方面，高分辨率对内转换线能量的精确测定及衰变纲图的建立是很重要的。因为这不仅有助于将一些邻近的谱线分辨开，而且有助于在连续 β 谱上找出一些较弱的谱线，并排除某些错误的能级排列次序。

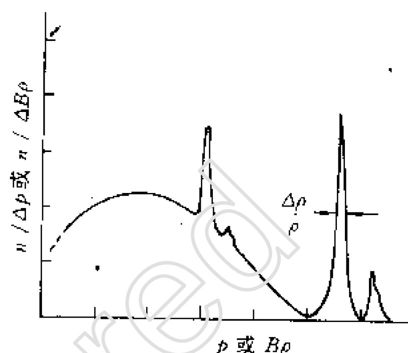


图 9.13　带有内转换线的典型 β 谱

反应堆与加速器的广泛应用提供了品种日益增加的人工放射性同位素。核物理，特别是核衰变与核结构理论的发展，要求对带电粒子能谱进行更为细致与精确的测量，加上谱仪在其它应用方面的需要及技术工艺水平的不断提高，促使 β 磁谱仪在二次世界大战结束以来有飞速的发展。

为了满足不同实验课题的需要，人们设计并建造了多种类型的 β 磁谱仪。它们基本上可分为两大类。一类称为横向磁场谱仪。在这类谱仪中，电子的运动轨道大致与磁场方向垂直。另一类称为纵向磁场谱仪，在这类谱仪中，电子的运动轨道大致与磁场方向平行。按磁场分布与聚焦特性不同，横向磁场谱仪又可分为半圆聚焦谱仪、$\sqrt{2}\pi$ 双聚焦谱仪、环状谱仪及摆线型谱仪等，它们除环状谱仪外，分辨率都较好。纵向磁场谱仪则可分为螺线管式、薄透镜式、双透镜式及中间成像式等几种，它们一般传射率较好，但分辨率比一般的横向磁场谱仪差。

这里只介绍横向磁场谱仪中的半圆聚焦谱仪，其它各种谱仪的介绍从略。但在表 9.2 中列出了各种 β 磁谱仪的主要性能，并在“谱仪性能的比较”一节中对它们作了比较。若要较详细地了解，可参阅表中所引文献及其它有关著作[7-9]。

二、基本工作原理

一电荷为 e 速度为 v 的电子在磁感应强度为 $\boldsymbol{B}$ 的磁场中运动时，其运动方程为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(mv) = -ev \times \boldsymbol{B} \tag{9.1}$$

其中，电子的相对论质量 $m = m_0(1 - v_2/C^2)^{-1/2}$，$m_0$ 为电子的静质量；m，v，e 及 $\boldsymbol{B}$ 的单位都取国际单位制[在绝对电磁单位制(CGSM 制)中，式(9.1)的形式不变]，
在特殊情况下，电子在垂直于均匀磁场的平面中运动时，(9.1)式变为

$$\frac{mv^2}{\rho} = evB \tag{9.2}$$

或
$$P = mv = eB\rho \tag{9.3}$$
其中，P 为电子动量，ρ 为电子运动轨道的曲率半径。基于(9.3)式中 P 与 $B\rho$ 间的简单比例关系，于是磁谱仪中常以 $B\rho$ 值(称为磁刚度)来表示电子的动量，可以看出，若 B 保持不变，则不同的 ρ 值对应于电子的不同动量；或者令 ρ 保持不变，则不同的磁感应强度 B 将对应于不同的电子动量。可见，β 磁谱仪是一个进行动量分析的仪器。实际上，多数 β 磁谱仪采用的是后一种分析手段，即固定放射源与探测器的位置，并以改变磁感应强度 B 来记录不同动量的电子。

由电子的 $B\rho$ 值可求出电子的动能 E。多数情况下，β 谱仪所研究的电子速度已接近光速，因此要用相对论关系式：

$$E = mc^2 - m_0c^2 = \sqrt{c^2P^2 + (m_0c^2)^2} - m_0c^2 = m_0c^2\{\sqrt{(\frac{eB\rho}{m_0c})^2 + 1} - 1\} \tag{9.4}$$

若 E 以 keV 为单位，$B\rho$ 以 T·cm 为单位，再将 e、m_0 及 c 等基本常数代入，则有：

$$E = 510.976\{[3442.2 \times 10^{-6}(B\rho)^2 + 1]^{1/2} - 1\} \tag{9.5}$$

由上式就可由磁谱仪测得的 $B\rho$ 值求得对应的电子能量 E。为了方便起见，把(9.5)式的关系画成曲线示于图 9.14。图中的小图是 $\beta = v/c$ 与 E 之间的关系，可以看到，当 E 为 100keV 时，电子的速度已达光速的一半了。而对 α 粒子，即使在 5MeV 的能量情况下，β 值也只有 0.05。精确的 E 与 $B\rho$ 值之间的数值关系可查阅文献[7]的附录。

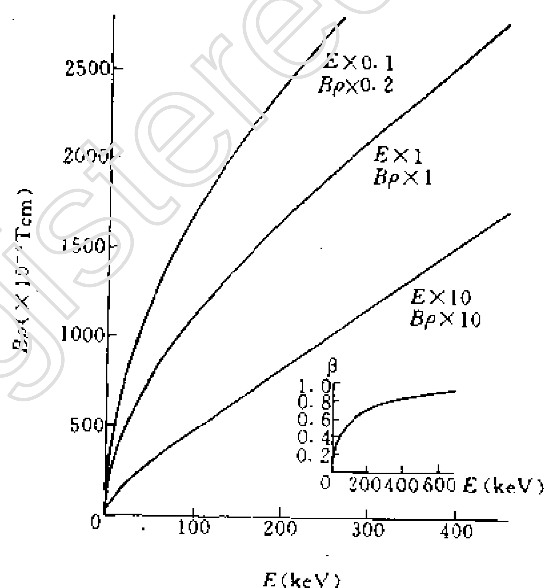


图 9.14　电子的动能与 $B\rho$ 值的关系

三、描述谱仪性能的几个量

1. 分辨率

由于谱仪电子光学系统成像上的缺陷，谱仪对单能电子，如内转换电子，测得的计数率按动量的分布，亦即单能电子的谱线，总会具有一定的宽度。谱线的半宽度 ΔP(计数率为最大值一半处的谱线宽度)与其动量 P(计数率最大处的动量值)之比称为分辨率 R，如图 9.13 所示，即

$$R = \frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} \tag{9.6}$$

实际测得的谱线半宽度除取决于仪器的分辨率这一个主要因素外，还受以下两个因素影响：

(1)*谱线的自然宽度*：内转换电子实际上不是真正单能的，而是具有一定的能量宽度，称为自然宽度。它来源于原子核激发态能级的宽度以及有关壳层电子的能级宽度，其中后者是主要的。重核的 K 层内转换电子的自然宽度一般为几十电子伏。

(2)*源厚度的展宽*：例如对厚度为 20μg/cm 的源，能量为 30keV 的电子将有大约为 20eV 的展宽。

第一个因素客观存在，无法消除。第二个因素可通过使用较薄的源来减小其影响。在这两

个因素的影响都不大的情况下，我们可由实际测得的内转换电子谱线的半宽度得出β磁谱仪的分辨率。β磁谱仪测得的都是动量谱而不是能量谱，所以β磁谱仪的分辨率指的都是(9.6)式的动量分辨率。微分(9.4)式可以得到能量分辨率与动量分辨率之间的关系式：

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E + 2m_0c^2}{E + m_0c^2} \times \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} \tag{9.7}$$

可以看出，当电子的动能E比电子的静止能量m_0c^2小很多时，能量分辨率是动量分辨率的2倍，当E增大时，两者的比值趋向于1。β磁谱仪测量电子的能区一般自几十千电子伏到几兆电子伏，因此上述比值在1至2之间变化。(9.7)式的表达式对重离子同样有效，只是这时E及m_0c^2将分别代表重离子的动能及静止能量。重离子磁谱仪所能测量的最大能量都远小于重离子的静止能量，因此其能量分辨率总是近似为动量分辨率的2倍。

2. 立体角

从放射源发出的电子是各向同性地向所有方向发射的，然而其中只有一部分能进入谱仪的入射光阑。谱仪的入射光阑对源所张的立体角就称为β磁谱仪的立体角，它一般以4π的百分数来表示。某些β磁谱仪的立体角可大到4π的20%左右。但重离子磁谱仪的立体角都很小，一般常以毫球面度msr为单位(1毫球面度～4π立体角的8×10^{-5})。

3. 传射率

进入谱仪入射光阑的电子最后并不全部进入探测器，因此只有一部分被记录。设放射源单位时间放出n_0个单能电子，经磁场分析并聚焦后，实际被谱仪探测器记录的为n个，则传射率T定义为

$$T = n/n_0 = F\Omega \tag{9.8}$$

其中$0<F<1$，一般F值在0.5左右。

在实际测量中，为了对一些弱源进行测量或为了进行符合测量，常要求谱仪有大的传射率。由于谱仪的电子光学系统存在像差，谱仪的传射率与分辨率之间存在着矛盾。一个设计良好的谱仪就在于选取合适的磁场分布，使电子光学系统有小的像差，从而使谱仪在较小的分辨率情况下仍有足够大的传射率，因此有时以T/R的值来比较各种谱仪的性能。

4. 有效亮度

虽然T常被认为是磁谱仪的最重要的特性之一，但它常常只是用于点源的情况。由于源的厚度会使测量的谱线展宽、谱形畸变，因此源的厚度应尽可能薄。但是，源的总强度又不允许很小，为此常常不得不采用面源，其面积为A，这时人们往往更愿意用有效亮度$L=TA$来表示谱仪的性能。如果谱仪的L大，就意味着有可能选用面积较大的放射源，这对于低比活度样品或源的自吸收效应必须尽可能小的一类测量是十分重要的。

同样的，人们也常以L/R值来描述、比较β磁谱仪的性能。T/R与L/R的值人们常称为谱仪的品质因数。显然，L/R值的大小应比T/R能更好地反映谱仪的性能。

5. 色散

用磁谱仪测量带电粒子的动量谱就是因为磁场对带电粒子具有色散能力。谱仪的色散D定义为

$$D = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}(B\rho)} \tag{9.9}$$

即电子动量的少量变化引起电子在谱仪中成像位置的移动。有时还采用以下两种略为不同的

定义：

$$D_0 = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}P/P} = \frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}(B\rho)(B\rho)} \tag{9.10}$$

及

$$D_r = \frac{\mathrm{d}r}{r} \cdot \frac{(B\rho)}{\mathrm{d}(B\rho)} \tag{9.11}$$

大的色散意味着谱仪有较好的分辨率并能使用尺寸较大的源。

四、半圆聚焦谱仪

β 磁谱仪的磁场如果仅具有上述的色散性能，则谱仪的性能是不能令人满意的。实际上，除了最早的所谓“直接偏转法”外，谱仪的磁场都同时起了类似于光谱仪的棱镜与透镜的作用，即同时具备色散与聚焦的性能。从下面的讨论中将看到，磁场聚焦性能的好坏对整个谱仪的性能将起决定性的影响。

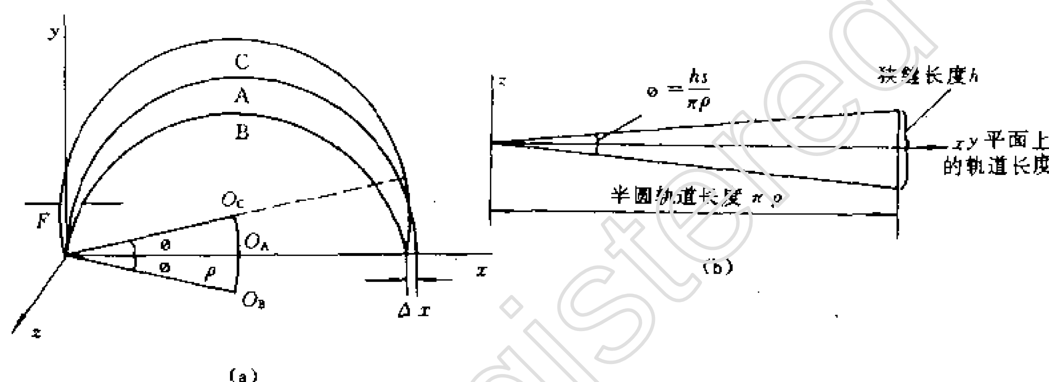


图 9.15 半圆聚焦谱仪中的电子轨道

1912 年丹尼兹(Danysz)指出，在横向均匀磁场中利用半圆形轨道可得到聚焦。设图 9.15 中均匀磁场方向垂直于 xy 平面，放射源位于 xy 坐标系原点，并暂时只考虑那些位于 xy 平面内的轨道，如图 9.15(a)所示。中心轨道 A 是沿着 y 轴方向发出的，它在磁场作用下以曲率半径 ρ 的轨道偏转 180°后落于 x 轴上某点 $x_A = 2\rho$。另二条动量相同但与 y 轴成 φ 角发出的轨道 B 及 C 也以相同的曲率半径在磁场中偏转，与 x 轴交于 $x_B = x_C = 2\rho\cos\varphi$ 处。从图中看到，原来散开的一束电子束在偏转一定角度后开始会聚，而在中心轨道偏转 180°处有最窄的宽度，这一现象就称为半圆聚焦。若以 Δx 表示这一像的宽度，则有：

$$\Delta x = 2\rho(1-\cos\varphi) = 2\rho\left(\frac{\varphi^2}{2!} - \frac{\varphi^4}{4!} + \frac{\varphi^6}{6!} - \cdots\right) \tag{9.12}$$

由于 φ 角通常很小，例如 $\varphi = 6° \approx 0.1\mathrm{rad}$，则上式第二项比第一项小两个数量级以上，故可把高次项略去，只保留第一项：

$$\Delta x = \rho\varphi^2 \tag{9.13}$$

上式中像的宽度正比于张角的二次方，这就称为一级聚焦。如果像的宽度正比于张角的一次方，则称为没有聚焦。正比于张角的三次方则称为二级聚焦……以此类推。显然，越是高级的聚焦就越能采用较大的张角而仍保持较窄的像宽。从图 9.15(b)看到，均匀磁场半圆聚焦谱仪

在 ψ 方向(即 z 轴方向)没有聚焦,再加上在 φ 方向也只有一级聚焦,因此大大限制了谱仪的立体角。

由图 9.15 还看到,像在 x 方向的右边界是由通过狭缝中心的轨道决定的,这一边界位置与狭缝的宽度及电子在光阑边缘的散射情况均无关系。这对精确确定单能电子的能量是很重要的。

(9.13)式只对点源才正确。若源具有宽度 S,则像的宽度增加为

$$\Delta x = S + \rho\varphi^2 \tag{9.14}$$

再进一步考虑到 ψ 张角对象宽 Δx 的贡献 $\rho\psi^2$ 及探测器前缝狭宽度 w 对像宽的贡献,则最后可求得谱仪的分辨率为

$$R = \frac{\Delta(B\rho)}{(B\rho)} = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta x}{2}\cdot\frac{1}{\rho} = \frac{S+w}{2\rho} + \frac{1}{2}(\varphi^2\psi^2) \tag{9.15}$$

通过计算还可求出

$$D = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}(B\rho)} = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}\rho}\cdot\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}(B\rho)} = \frac{2}{B} \tag{9.16}$$

$$T = F\Omega = F\frac{\varphi\psi}{2\pi} \tag{9.17}$$

$$L = AT = FSh_s\frac{\varphi\psi}{2\pi} \tag{9.18}$$

其中 h_s 为源的长度,如果取探测器狭缝的长度为 h_d,则从图 9.15(b)可以看出 $\psi = h_d/\pi\rho$ 。

从以上几式可以看出:

(1)如果取定 S、w、ρ、φ 及 ψ 值,则谱仪的分辨率为一常数,而与电子的动量无关。

(2)增大源的尺寸,增大张角 φ 及 ψ,可增大传射率 T 及有效亮度 L,但将使 R 变差,它们相互之间是矛盾的。减小 w 可在一定程度上改善 R,但会使 F 值变小,也是互相牵制的。

(3)从(9.15)式看出,保持其它参量不变,增大 ρ 可以在不损害传射率的条件下得到较好的分辨率。但是,增大 ρ 意味着谱仪的尺寸增大,而这将使仪器的造价及功率消耗增加,并在技术上也会带来更多的困难。

一些作者计算了不同情况下的最佳参量。基奥弗仑(Geoffrion)较详细地研究了长的源及同样长度计数管狭缝($h_d = h_s$)情况下的最佳条件,并按最佳条件建造了 ρ=30.5cm 的谱仪[10]。一般工作情况下,T=0.07%时,R=0.25%。这时,源及计数管狭缝的长度是 5cm,其宽度都是 1mm。

半圆聚焦谱仪有两种不同的类型。一种是上面举例的那种,其轨道的曲率半径是固定的,通过改变磁感应强度把不同动量的电子依次聚焦到固定地点的探测器中,这种装置有利于电子强度的测量。另一种是固定磁场的用照相板记录的谱仪。不同动量的电子在同一磁感应强度下,以不同曲率半径的半圆轨道聚焦到聚焦平面上照相板的不同位置处。后一种谱仪具有很大优点,因此成为半圆聚焦谱仪中的主要一种。它们多数采用永久磁铁,并常常由 3 至 4 个组成一组,以覆盖直到几个兆电子伏的能区。

半圆聚焦谱仪由于其聚焦性能差,其传射率比许多其它类型的谱仪差,T/R 值也较小,通常在 0.1 到 0.3 之间,但它也有一些明显的优点:①构造简单,造价便宜。②均匀磁场,容易测

得很准，因此可进行电子能量的绝对测量。③谱仪适用于在较好分辨率条件下（最好能达～1×10^{-4}）的测量。④最重要的是，当采用照相记录时，谱仪相当于一台多道 β 谱仪，能一次把许多谱线同时记录下来，这就大大弥补了传射率方面的不足。另一方面，在磁场严格不变的条件下（例如在恒温控制的室内采用永久磁铁），延长曝光时间（例如可长达几星期），使谱仪能对一些放射性活度很弱的源进行测量。基于这些原因，这一最古老的谱仪仍然是 β 磁谱仪中重要的一种。

半圆聚焦原理还广泛用于研究高能 γ 射线打在重元素转换体上产生的正、负电子对。例如，格罗勃尼希（Golubnichiy）等人[11]曾介绍了他们的高能电子对谱仪。谱仪可测量 120MeV 能区的 γ 射线。正、负电子用符合的火花室记录。谱仪对 120MeV 的 γ 射线的总的能量分辨率为 1.5%。

五、谱仪性能的比较

表 9.2 列出了一些谱仪的性能。由于同一类型谱仪的性能往往也有很大差别，表中的数据只能作为一般的情况来了解。由表中看到，半圆聚焦及有铁 $\sqrt{2}\pi$ 谱仪的 T/R 值都较小，但可用面积较大的源，因此 L/R 值并不差。在 L/R 值最大的几种谱仪中，一种是以无铁 $\sqrt{2}\pi$ 为代表的高分辨率高精度谱仪。它对于精确测定内转换线的能量、研究谱线的自然宽度以及精确测

表 9.2　各种 β 磁谱仪的主要性能

谱仪类型	R(%)	T(%)	源大小 (mm²)	T/R	L/R(mm²)	ρ_0 或源至探测器距离(cm)	作　者
半圆聚焦	0.25	0.07	1×50	0.28	14	$\rho_0=30.5$	基奥弗仑等[10]
有铁 $\sqrt{2}\pi$	1.3 0.64	2.0① 0.5	2×20 2×20	1.5 0.8	60 32	$\rho_0=18.5$	阿布曼等[12]
无铁 $\sqrt{2}\pi$	0.1 0.013	0.3 0.07	— —	3.0 5.4	60 15	$\rho_0=100$	格拉汉等[18]
无铁 $\frac{\sqrt{13}}{2}\pi$	0.048 0.022	1.00 0.60	0.2×10 0.2×2.5	21 27	42 14	$\rho_0=30$	旦尼尔等[22]
无铁桔子	0.93 0.21	19 2.8	ϕ3 ϕ3	20 13	140 91	67	弗利特曼等[16]
螺线管	0.4	2.0	ϕ1.5	5	9	60	斯密特[18]
薄透镜	3.2	0.5	ϕ7	0.16	0.5	100	捷烈波夫等[19]
双透镜	1.5	～1.0	ϕ6	0.67	19	110	梅镇岳等[20]
中间成象	1.5	2.5	ϕ1	1.67	1.3	～65	周月华等[21]

①原文只给出 Ω 值，这里 $T=F\Omega$，并取 F 值为 0.5。

定内转换系数分支比都是极为重要的。另一种则是无铁桔子形谱仪。它由于传射率大，而且源及探测器都在无场区域，很适合于符合测量。纵向磁场谱仪一般 R 较差，T 较大，只能采用面积不太大的源，因此 L/R 值较差，但它们对 β 谱的测量较为适合，特别是其几何结构的特点，使它们便于屏蔽强的 γ 辐射以及适合于多种符合及角关联的测量。此外，从全面考虑，一个谱仪的好坏当然还应考虑到谱仪建造的难易、造价高低、耗电的多少及调整使用是否方便等各个方面。

六、磁谱仪的应用

这里只简短地提一下应用的几个主要方面。详细的情况可参阅参考文献[7]的有关章节。

1. 测连续 β 谱

β 磁谱仪可以对 β 谱作细致的测量。由实验测到的原始数据经数据处理及居里描绘可求出各 β 成份的最大能量及相对强度，再由 β 谱的形状因子及 $\log ft$ 值判断 β 跃迁属于何种类型。

2. 电子能量的精密测量

某些磁谱仪有很高的分辨率及很高的 $B\rho$ 值测量精度（$\sim10^{-5}$），因此能对内转换电子的能量作精确的绝对测量。一些测量精度很高的结果就作为标准线，如表 9.3 所示。用具有这些标准线的标准源可以标定谱仪，并对未知能量的电子进行能量的相对测量。

表 9.3　电子标准线

谱线名称或母核	来　源	子核	$B\rho$(Gs·cm)	电子能量(keV)	结合能(keV)	γ 跃迁能量(keV)
ThC-A	L_1-内	^{206}Tl	534.21±0.03	24.510±0.003	15.348	39.858±0.004
ThC-B	M_1-内	^{208}Tl	652.43±0.04	36.155±0.004	3.704	39.859±0.004
^{192}Ir	K-内	^{192}Pt	834.38±0.11	57.940±0.014	78.399	136.339±0.014
ThB-F	K-内	^{212}Bi	1388.49±0.05	148.089±0.009	90.531	238.620±0.010
ThB-I	L_1-内	^{212}Bi	1753.95±0.06	222.224±0.013	16.389	238.613±0.013
^{198}Au	K-内	^{198}Hg	2222.42±0.04	328.669±0.010	83.107	411.776±0.010
ThC″-L	K-内	^{208}Pb	2606.68±0.13	422.715±0.033	88.006	510.72±0.03
^{192}Ir	K-内	^{192}Pt	2948.87±0.07	510.118±0.017	78.399	588.517±0.017
^{137}Cs	K-内	^{137}Ba	3381.03±0.26	624.14±0.07	37.445	661.59±0.07
^{207}Bi	K-内	^{207}Pb	4657.3±1.0	975.81±0.28	88.006	1063.82±0.28
RaC-R	K-内	^{214}Po	4839.7±0.8	1027.28±0.23	93.111	1120.39±0.23
^{60}Co	K-内	^{60}Ni	5323.57±0.14	1164.79±0.04	8.337	1173.13±0.04
RaC-T	K-内	^{214}Po	5874.2±0.6	1322.70±0.17	93.111	1415.81±0.17
^{60}Co	K-内	^{60}Ni	5878.90±0.17	1324.05±0.05	8.337	1332.39±0.05
ThC″-X	K-内	^{208}Pb	9986.83±0.32	2526.29±0.09	88.006	2614.30±0.09
^{24}Na	U_k-光电子	^{24}Mg	10364.8±0.4	2638.03±0.12	115.607	2753.64±0.12

理想的标准源应有长的寿命、有很多强度足够大分布在较宽能区的内转换线、应容易获得并且比活度大又能制备成薄源。Th(B+C+C″)是几乎能满足上述所有要求的最好的源,其谱线分布在 24keV 至 2.6MeV 能区。表 9.3 中只列出该标准源的部分标准线。另一个广泛使用的标准源 是^{137}Cs,其次是^{192}Ir。

3. 内转换系数及转换系数分支比的测量

内转换系数,如 K 内转换系数 $\alpha_k=(Ne)_k/Nr$ 及分支比 K/L、$L_Ⅰ/L_Ⅱ$ 等与 γ 跃迁的性质(电的或磁的)及多极性有关。用磁谱仪测得的实验值与理论值比较后可了解 γ 跃迁的性质及多极性,并十分有助于确定衰变纲图中能级的角动量和宇称。

只要谱仪有足够好的分辨率,测定转换系数分支比将比测定内转换系数更方便与精确。

4. γ 射线能量的测量

测量了内转换电子的能量,就可算出 γ 跃迁的能量,因为:

$$E_\gamma = E_e + B \tag{9.19}$$

其中,E_e 为某壳层内转换电子的动能,B 为相应壳层电子的结合能,其值有表可查。事实上,表 9.3 中最后一列的 γ 跃迁能量的精确值,除少数由晶体衍射谱仪测得外,绝大多数都是用精密 β 谱仪测出 E_e 后再由(9.19)式算得的。近年来,随着半导体探测器技术的迅速发展,用锗锂探测器或高纯锗探测器也能精确地测定 γ 射线的能量了。

如果内转换系数太小,以至于难以测出内转换电子谱线,这时可利用 γ 射线与物质的三种相互作用即:光电效应、康普顿效应、电子对效应所产生的次级电子。用磁谱仪测出这些次级电子的能量就可求出 γ 射线的能量。例如,表 9.3 中^{24}Na 的 $E_\gamma=2753.64\pm0.12$keV 的值,就是用磁谱仪测量该 γ 射线打在铀辐射体上产生的 K 壳层光电子的能量后求得的。

光电效应产生的光电子可用通常的磁谱仪进行测量。这时 γ 源可直接放在辐射体的后面,而辐射体放在磁谱仪通常放源的位置上。如果要测量的 γ 射线能量很高因而光电效应的截面太小,则用康普顿效应和电子对效应来测 γ 射线的能量,这时所用的磁谱仪在结构上与通常的有些不同,分别称为康普顿磁谱仪与电子对磁谱仪,其 γ 源离辐射体有一定的距离。

如果把几个 β 磁谱仪或把 β 磁谱仪与 γ 谱仪,α 谱仪等组合在一起,可进行各种符合及角关联的测量。通过这类测量可以获得更多有关核能级基本性质(能量、角动量及宇称)的知识。

磁谱仪的发展在 60 年代曾达到全盛时期,当时主要把它用于核谱学及 β 衰变理论的研究。如今磁谱仪发展的一个趋势是转向低能电子的能量测量,构成所谓的俄歇电子谱仪。它可用来精确测量各种核素的各壳层电子的结合能[14]以及研究化学环境对原子内层电子结合能的影响[15];而在核谱学的研究方面则更多地用来测量一些短寿命同位素的核谱,为此谱仪常紧挨着加速器的靶室或由传送系统将样品快速输送至 β 磁谱仪。例如阿米尼(A. J. Armini)等人[17]做了一个自动化的单缝隙谱仪,它借助跑兔装置将回旋加速器上辐照的样品遥控送入谱仪,从而测量短寿命同位素,如^{24}Al($T_{1/2}=2.07$s)的 β 谱。

第四节 重离子磁谱仪

重离子磁谱仪主要包括测量 α 放射性样品的磁谱仪及测量核反应产生的带电粒子(主要是氢及氦的各种同位素)能谱的磁谱仪。它们的基本工作原理及特性与 β 磁谱仪没有多大差别,但在结构及性能要求上有其特殊之处。

(1)重离子的质量为电子质量的千倍以上,因此相同能量的重离子其动量比电子大得多,其 $B\rho$ 值常在几十 T·cm 范围(见表 9.4 及图 9.16),这就需要很强的磁场($B\sim10^4T$)及较大的曲率半径($\rho\sim$50cm),所以至今重离子谱仪都是用磁铁来实现所需的强磁场的。谱仪一般都很庞大笨重,重的可达 100t。

(2)重离子磁谱仪都用于高分辨率及高精度的测量工作,立体角都较小,它们都属于横向磁场谱仪。一般精度的测量工作可用简单得多的装置——半导体谱仪来完成。

(3)谱仪用于测量核反应产生的带电粒子能谱时,由于某一反应道的出射粒子能量是随出射角而变化的,因此有粒子能量的核反应动力学展宽问题,并使分辨率变差。这一现象在轻核反应及谱仪有较大张角的情况下变得更为严重。

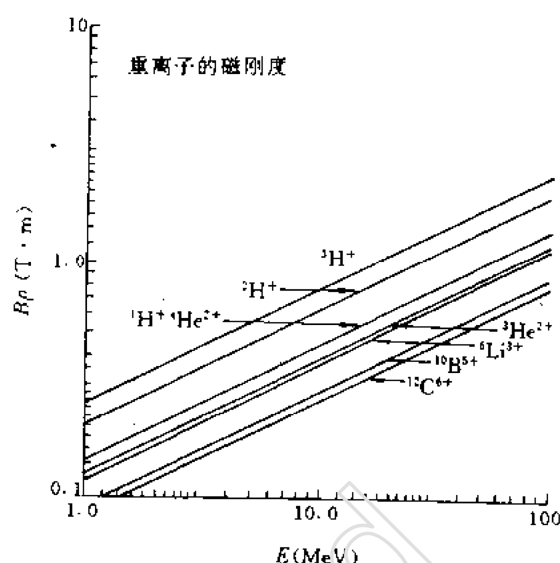


图 9.16 重带电粒子能量与动量间的关系

表 9.4 α 标准线

核	$B\rho$(0.1T·cm)	$E\alpha$(MeV)
^{210}Po	331.774	5.30481±0.00062
^{212}Bi α_0	335.492	6.08977 66
α_1	354.346	6.05060 66
^{211}Bi α_0	370.720	6.62219 69
α_1	360.936	6.27752 68
^{214}Po	399.442	7.68695 75
^{212}Po	427.060±0.020	8.78540 80
^{223}Pa α_4	345.29	5.7455
α_5	344.35	5.7143
α_6	341.05	5.6053
α_7	338.96	5.5371
^{219}Rn α_0	376.16	6.8176
α_1	368.72	6.5509
α_2	365.12	5.4239
^{215}Po	391.49±0.028	7.3841±0.0010

一、α 磁谱仪

α 粒子能量的精确测量对于原子核能级的研究及 α 衰变理论的发展有重大意义,而 α 磁谱

仪恰恰具有最好的分辨率(~10^{-4})。

α 磁谱仪的历史几乎与 β 磁谱仪一样悠久。除了个别例外,谱仪的类型不是均匀磁场半圆聚焦型就是 $B(\rho)\propto 1/\sqrt{\rho}$ 磁场的双聚焦型。前者大体上是半圆聚焦 β 谱仪的放大,其主要差别在于轨道的 $\pi/2$ 位置处常放上一个圆柱状磁透镜以校正二级径向像差。$1/\sqrt{\rho}$ 场的双聚焦 α 磁谱仪,为了获得足够强的磁场,全部采用系数 $\alpha_2=1/8$ 的磁场分布。

在法国奥萨(Orsay)曾建造一台能对 α 谱进行高精度测量的磁谱仪。谱仪属均匀磁场半圆聚焦型,磁铁采用永久磁铁,磁极表面积为 $1.6\times1.0\text{m}^2$,磁极间隙为 48mm,最大曲率半径 $\rho_{max}=50\text{cm}$,磁感应强度 B=0.8545T 对谱仪采取了专门的措施使它能以高精度绝对测量 α 谱线的 $B\rho$ 值。表 9.4 是雷兹(Rytz)[23]用该谱仪得出的某些 α 谱线的能量及 $B\rho$ 值。从表中的结果来看,能量的误差为 0.6~0.7keV,与此相当的能量精确度≈1.0×10^{-4}。虽然表中所给出的能量值比前人所接受的某些 α 谱线的能量值改正了多达 6keV,但由于雷兹对他的数据详细讨论了各种可能的误差来源,特别是源的厚度等状况对测量结果的重大影响,因此他的结果目前被大家承认为标准值。

雷兹测量的谱线半宽度为 2keV,相应的动量分辨率 $R=0.02\%$。但是,他所用谱仪的立体角是十分小的,约 10^{-4}sr,因此难以对弱源进行测量。

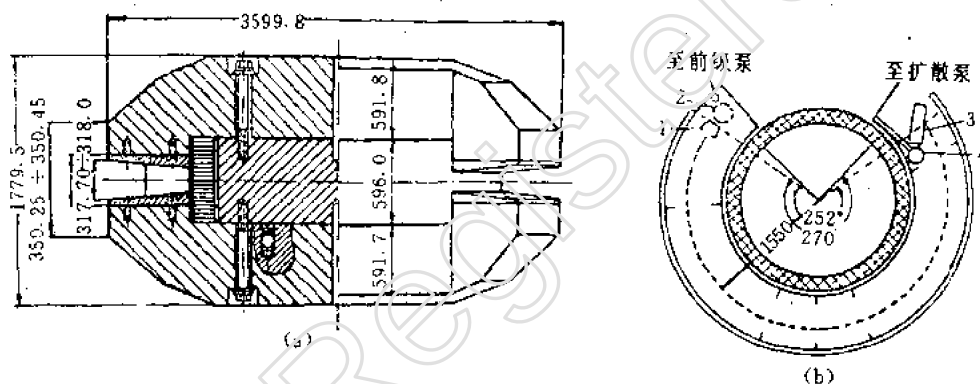


图 9.17 $\rho_0=155\text{cm}$ 的 α 磁谱仪

(a)重 90t 的磁铁剖面图;(b)谱仪平面图。1. 入射孔;2. 换源装置;3. 照相板匣;4. 磁场探头

$1/\sqrt{\rho}$ 磁场的双聚焦谱仪比半圆聚焦谱仪能有较大的立体角。图 9.17 是巴拉诺夫等人[24]的 $\alpha_2=1/8$ 的大型双聚焦 α 谱仪,其 ρ_0 很大,为 155cm。谱仪的色散很大,~$2.28\times10^{-4}E_0$/mm,对^{210}Po 能量为 5.3MeV 的 α 粒子来说相当于 1.2keV/mm。最大立体角~9.5msr。动量分辨率 $R=0.028\%$,相应的对^{242}Cm 的 α 谱线的能量半宽度为 3.5keV,如图 9.18 所示。这台谱仪的尺寸很大,因此可在高分辨率的条件下,用多达 100mg 的放射性物质测量部分半衰期长达 2×10^{10}年的 α 粒子。

二、Q3D 磁谱仪

在加速器上用磁谱仪来分析核反应的出射粒子,能获得最好的分辨本领,因而几十年来磁谱仪一直是核反应研究的重要设备,并且已有三代谱仪问世。

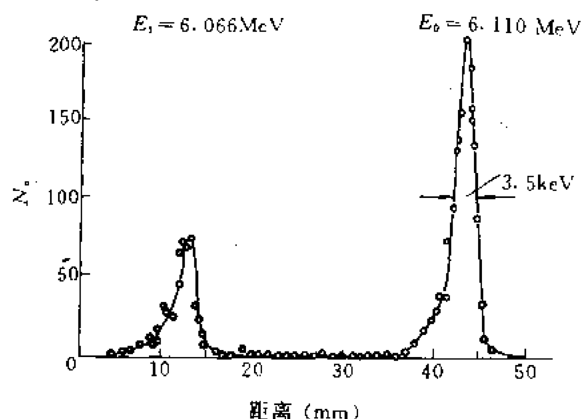


图 9.18 ^{242}Cm 的 α 谱线

第一代的代表是 1956 年布朗尼(Browne)与伯丘纳(Buechner)[25]按照彭布雷奇的设想建造的扇形均匀磁场谱仪，如图 9.19 所示。谱仪能绕靶轴转动，在聚焦面上能同时记录由 $0.5E_0$ 到 $1.2E_0$ 能量范围的粒子(E_0 为中央轨道的粒子能量)。图 9.20 是该谱仪测得的 6.51MeV 质子在薄钴靶上的散射质子谱。这种谱仪曾是研究核能级的主要设备。它的主要缺点有二：一是立体角小，二是粒子能量的动力学展宽对分辨率有影响。后来有人在谱仪入口处放一个在磁场方向有聚焦作用的磁四极透镜，使谱仪在增大立体角和消除动力学展宽方面都有所改进。

第二代谱仪都设计成在径向有二级聚焦，在 Z 方向有一级或二级聚焦。图 9.21 是恩奇(Enge)设计的分离磁极谱仪，由于有了双聚焦，性能大为改善，见表 9.5。

目前被认为是第三代、性能最好的是 Q3D 磁谱仪。它也是恩奇设计的。这种谱仪的主要部分是一个四极透镜(Q)及随后的三对分离的磁偶极(D)，Q3D 的名称即由此而来。图 9.22 是型号为 F90L 的谱仪平面图。它的主要性能见表 9.5。可以看出它确实比第一代和第二代谱仪有更好的性能。当前重离子物理是核物理研究的重要方向，因而世界上各重要核物理实验室都在加速器上配备了这一设备。我国原子能科学研究院 MP-13 串列加速器上也添置了此谱仪。

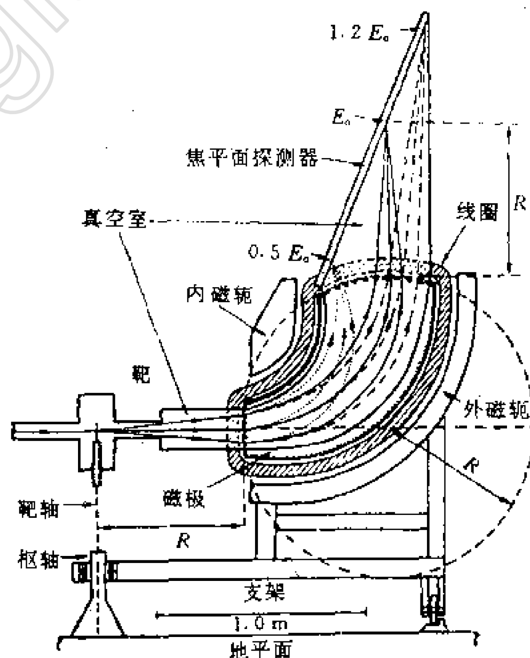


图 9.19 布朗尼-伯丘纳谱仪

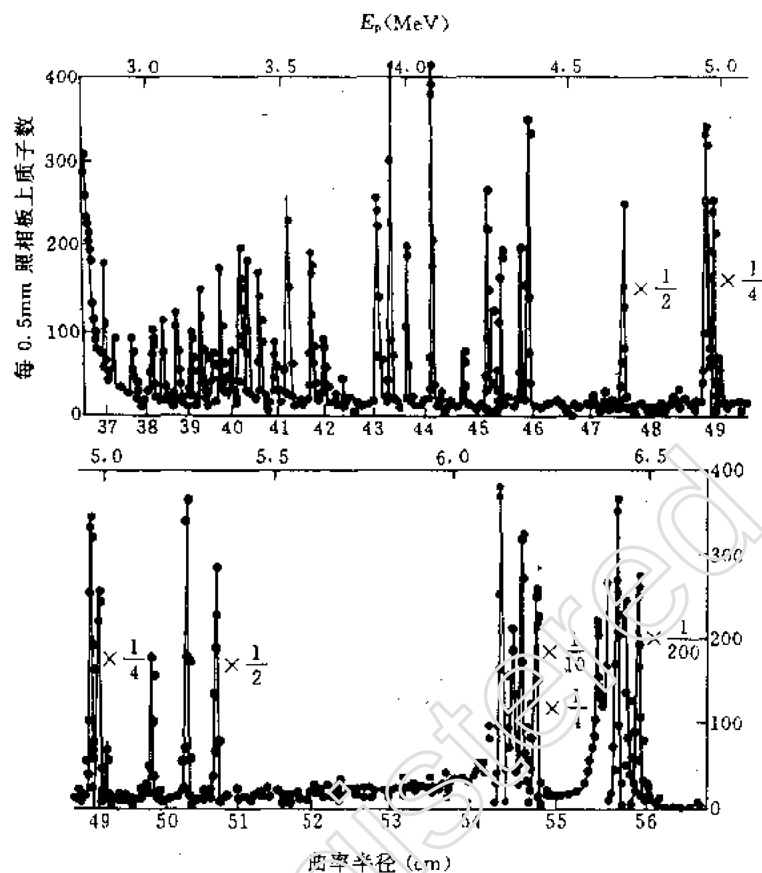


图 9.20 在薄钴靶上的散射质子谱

表 9.5 Q3D 与最好的第一代、第二代谱仪的比较

参　数	Q3D(F90L 型)	恩奇分离磁极	布朗尼-伯丘纳
立体角(msr)	14.7	4(最大值)	1.4(最大值)
E_{max}/E_{min}	1.56	8	2.4
质能乘积 ME/Z^2	123(当 B 为 1.6T 时)	113(当 B 为 1.7T 时)	35(当 B 为 1.2T 时)
测量的角度范围	−20°至 160°	−90°至 160°	−10°至 130°
B_{max}(T)	1.8	1.7	1.2
磁极间隙(mm)	72	37.8	32
ρ_{max}(m)	1.0	0.90	0.715
ρ_0(m)	0.9	0.508	0.65
ρ_0 处的 M_H	1.28	0.338	1.0
DH^*(cm·%$^{-1}$)	10.2	1.1	1.3
D_H/M_H	8	3.25	1.3
总的偏转角度	150°	115°	90°
动量分辨率	0.012%	0.018%	0.05%

* D_H 为水平方向的色散，即动量变化 1%时，像在水平方向的位移。

三、若干有关的实验技术

为了获得好的实验结果，除了要有性能良好的重离子谱仪外，还需要配合有关的实验条件，下面就其主要方面简单介绍一下。

1. 探测装置

在重离子磁谱仪中使用最广泛的探测装置是细颗粒的核乳胶照相板。它能永久地记录被分析的粒子谱，并且特别适用于宽能带的记录。此外，由乳胶中径迹的颗粒密度、控制显影条件以及配合以适当的吸收片，还能鉴别粒子或排除一些粒子的干扰。由粒子入射于乳胶的特定角度还可对本底（例如中子）进行甄别。但是，显影后的乳胶如果用人工方法进行扫描，那是十分费时乏味的，并且测量粒子强度的精确度在最好的情况下也只有5%。为了节省人力，发展了一种照相板自动扫描装置，该自动装置得出的谱与训练有素的人观察所得的结果是很好一致的。

为了较快得出粒子谱的数据以及为了计算机在线实验，需要在聚焦面上采用电记录的方法。最早曾采用由许多窄的正比计数器或半导体探测器构成的多计数器装置，但其空间分辨率

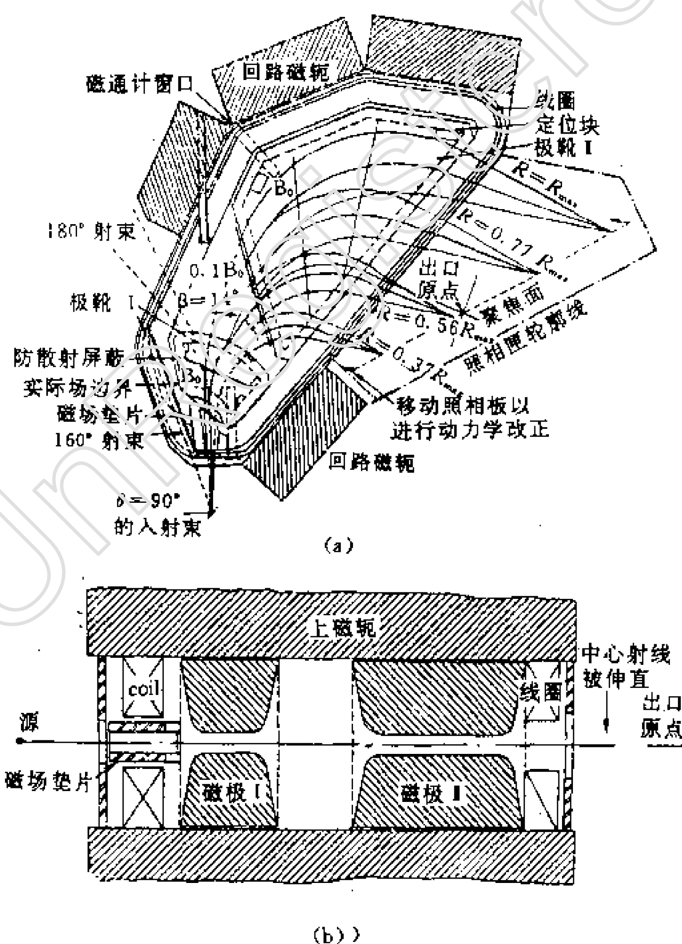


图 9.21 恩奇的分离磁极宽能带谱仪

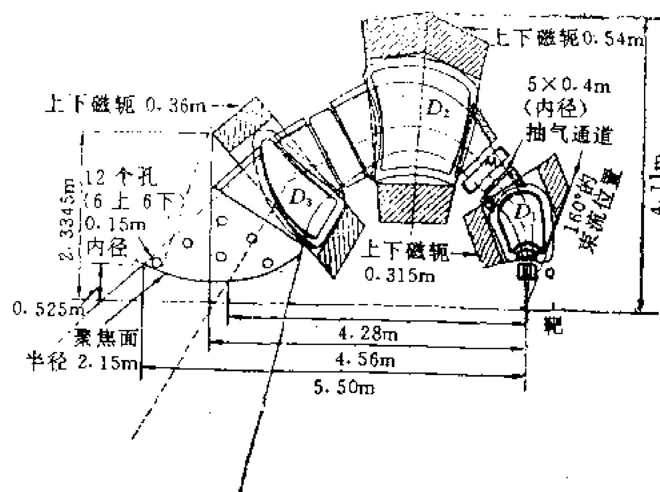


图 9.22 Q3D 谱仪平面图

受装置中每个探测器的宽度所限制。位置灵敏半导体探测器的空间分辨率要好得多。例如，在长 50mm 的探测器上，在垂直入射的情况下，位置分辨率可好于 0.2mm。但是，半导体探测器的长度与大部分宽能带谱仪聚焦面的长度(～1m)相比是太小了。火花室既有好的空间分辨率又能做得很大，但它对磁场灵敏，不能鉴别粒子，并且只适用于低的计数率。例如，对聚焦面长 2m 多的 Q3D 谱仪来说，极限计数率约为 1000/s。

多丝正比计数器是最适用于 Q3D 谱仪的探测器，它能做得很大，有好的空间分辨率(<1mm)，并且能适应高的计数率因而有利于进行符合测量。

如果所用的探测器是能量灵敏探测器，如半导体探测器及多丝正比计数器，则还可以从能量信号进行粒子鉴别。

2. 源及靶的制备

在 α 磁谱仪一节中曾提到，源的状况(厚度及均匀性)对最终的测量结果影响很大。带电粒子从源或靶的深处发射出来，由于能量损失而改变能量，最终表现在谱线图上将使谱线展宽及峰位移动。越是低能量的带电粒子，这种影响就越大。为此，必须制备薄而均匀的源或靶，通常都制备在薄的有机薄膜上。另一方面，源及靶的纯度也十分重要。例如，束流打在靶上的非靶核的杂质上，就有可能发生某种核反应而产生一些干扰的带电粒子谱，特别是，有时干扰的谱很强，从而会严重影响所要研究的某些强度较弱的粒子谱。

在重离子磁谱仪中配合以粒子鉴别技术，往往不难鉴别实际测量的粒子谱究竟属何种粒子。但是，要确定粒子谱是由加速器束流与靶(包括承托物)中哪一种原子核反应所产生的，往往要困难得多。这时，常需要观察粒子谱随观察角及轰击粒子束能量的变化，以及观察粒子谱的强度随靶成分朝一定方向改变所带来的变化，才能帮助作出判断。

3. 能量标定

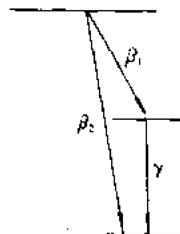
均匀场半圆聚焦磁谱仪，如前面介绍的雷兹所用的 α 磁谱仪，可通过 B 及 ρ 值的精确测量来绝对测定粒子的能量。对其它重离子磁谱仪，可用某些放射源(例如 ThC-C' α 源)的 α 标准线及某些熟知的核反应对谱仪进行能量刻度。

习　题

1. 设一半圆聚焦磁谱仪的磁感应强度 B 为 1T，试问能量为 5MeV 的电子与 α 粒子在该磁场中的轨道曲率半径 ρ 各为多少？

2. β 磁谱仪的动量分辨率及能量分辨率随能量变化吗？为什么？设某谱仪对 ^{137}Cs 的 K 转换电子的动量分辨率为 1%，求谱仪对该转换电子的能量分辨率？

3. 何谓谱线的自然宽度？它是如何形成的？对能谱测量有何影响？



4. 设某核素的衰变纲图如图所示，并有 $E_{\beta 1max}$～1MeV、$E_{\beta 2max}$～2MeV。试问：①若 β_1 的相对强度～50%，则如何用 β_1 磁谱仪求出 β_1 成份的最大能量 $E_{\beta 1max}$、相对强度及其谱形？②若 β_1 的相对强度～5%，则有什么更好的方法测得 β_1 谱？

5. 在带电粒子的能谱及角分布测量工作中，半导体探测器及重离子磁谱仪各自有何特点？

6. 设某重离子磁谱仪的张角 φ 及 ψ 分别为±3.0°及±3.5°，问该谱仪的立体角为多少毫球面度？

参 考 文 献

[1] 辉群，核防护，1-2，放射性气溶胶监察方法专辑，56 (1977)。

[2] 中国科学院原子能研究所编，射线物理测量方法提要汇编，16 页，原子能出版社，1974 年。

[3] 宋全勋，原子能，12，1050 (1965)。

[4] 中国科学院原子能研究所编，射线物理测方法专业会议资料汇编，67 页，原子能出版社，1975 年。

[5] 陈恒良等，原子能科学技术，2，118 (1977)。

[6] E. H. Spejewski，Nucl. Phys.，82，481 (1966).

[7] K. Siegbahn，Alpha-Beta-and Gamma-ray Spectroscopy，Vol. 1，P. 79，North-Holland Pub co.，Amsterdam，1965.

[8] M. Mladjenovic，Development of Magnetic β-ray Spectroscopy，Springer.，Berlin，1976.

[9] J. B. A. England，Techniques in Nuclear Structure Physics，part 2，P，313，Macmillan，London，1974.

[10] C. Geoffrion et al.，Can. J. Phys.，34，920 (1956).

[11] P. I，Golubnichiy et al.，Nucl. Instrum. Methods，67，22 (1969).

[12] E. Arbman et al.，Arkiv Fysik，10，1(1956).

[13] R. L. Graham et al.，Nucl. Instrum. Methods，9，245 (1960).

[14] K. Siegbahn，Alpha-Beta-and Gamma-ray Spectroscopy. Vol. 1，P. 845，North-Holland Pub Co.，Amsterdam，1965.

[15] 梅镇岳，原子核与化学环境，178 页，科学出版社，1977 年。

[16] M. S. Freedman et al.，Nucl. Instrum. Methods，8，225 (1960).

[17] A. J. Armini et al.，Nucl. Instrum. Methods，48，39 (1967).

[18] F. H. Schmidt，Rev. Sci. Instrum，23，361 (1952).

[19] Б. С. Джелеповидр.，Изв. АН. СССР. Сер. физ.，20，947 (1956).

[20] 梅镇岳等，原子能科学技术，1，19(1960)。

[21] 周月华等，物理学报，6，225(1961)。

[22] H. Daniel et al.，Nucl，Instrum. Methods，82，29 (1970).

[23] A. Rytz. Helv. Phys. Acta，34，240 (1961).

[24] С. А. Барановидр.，Изв. АН. СССР. Сер. изф.，23，1402 (1959).

[25] C. P. Browne et al.，Rev. Sci. Instrum.，27，899 (1956).

第十章　γ射线强度和能量的测量

γ射线(包括X射线)的强度和能谱测量是核辐射探测的一个重要方面。在核物理的研究中,测量原子核激发态能级、研究核的衰变纲图、测定短的核寿命、进行核反应实验研究等都离不开对γ射线的测量。在放射性分析方面,如进行放射性矿石分析、测定反应堆燃料元件的燃耗、实现某些裂变产物的流线分析以及在环境保护工作中分析污染物的成分等都是基于γ射线的强度和能谱的测量。此外,在放射性同位素的工业、农业、医疗和各种核技术应用中也经常要求进行γ射线强度和能量的各种测量。本章重点讨论γ射线的能谱测量方面,其中也包括γ射线的强度测量。

第一节　γ射线测量的一般考虑

对γ射线的测量从获取信号的方式看可以分为两类:一类是测量单个脉冲,从测得的大量脉冲事件中得到有关入射γ射线的信息,这是最广泛应用的一种方法。另一类是测量累计电流,大量γ射线入射到探测器中测量其平均输出电流,从而定出入射γ射线的强度,这类探测器主要用电流电离室,用于平均强度与剂量的测量。相比而言,脉冲的测量情况较为复杂,应用更为广泛,所以我们将重点讨论这种方法。

测量γ射线的输出脉冲,通常根据不同的实验目的可以分为三种类型,每种类型又可以根据情况的需要而选用不同的探测器。①测量γ射线的强度,即记录入射到探测器的γ射线引起的探测器计数。用于强度测量的探测器有多种,常用的有G-M计数器、正比计数器、各种闪烁计数器(以NaI(Tl)为代表)等。②测量γ射线的能谱,即计数随能量的分布。典型的以NaI(Tl)闪烁谱仪与HPGe谱仪为代表。③测量时间信息,获得核事件产生的时刻。常用有机闪烁探测器等。

测量中对探测器的选取要根据测量精度的要求及购置价格等因素综合考虑。一般讲,气体探测器探测效率低,多数用于强度的测量,但其价格低,装置简便。闪烁探测器探测效率高,维护方便,价格不算太贵,但能量分辨率较差。半导体探测器探测效率不如闪烁探测器高,但能量分辨率高,适于作精密γ能谱测量。半导体探测器价格较贵,维护也不方便。

下面从γ射线的能谱与强度的测量角度考虑一些主要因素。对低能γ射线与X射线,测量时还有其特殊性,将单独进行讨论。

在大部分γ射线的测量中,既要测量γ射线的强度,又要测量γ射线的能量。比如,在γ样品分析工作中,通过能量测量说明是哪一种放射性核素,通过强度测量说明放射性核素的含量。在一般情况下,希望一台谱仪这两方面的要求都能满足。NaI(Tl)与HPGe是两种最常用的单晶γ谱仪,其典型的实验装置方块图如图10.1所示。有关这两种谱仪的原理、组成和某些性能指标已在第四、第五章中讨论了。为了更好地掌握和选择探测器,这里对它们的性能和指标再作一综合性比较。

(1)**能量分辨率**:这是说明对能量相近的入射γ的能量分辨本领的量。对NaI(Tl)与HPGe

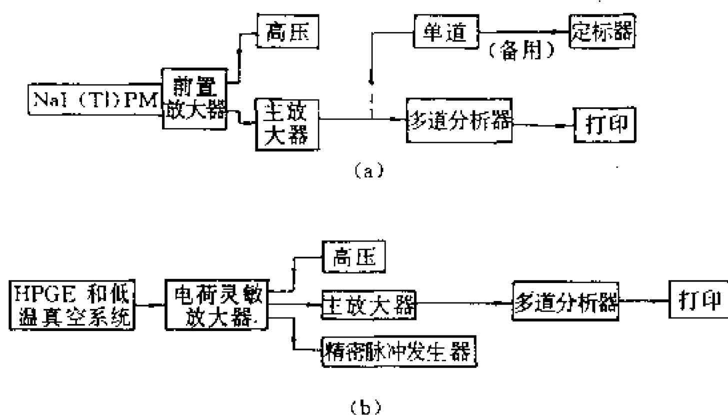


图 10.1　单晶 γ 谱仪的方块图

(a)NaI(Tl)；(b)HPGe

来说，前者的能量分辨率差，后者的能量分辨率高。能量分辨率可用全能峰的半高宽(FWHM)或相对半高宽(η)来表示。能量分辨率与入射 γ 射线能量有关。对 NaI(Tl)，通常给出的是对 ^{137}Cs 源发出的 662keVγ 射线的全能峰的相对半高宽，一般的 NaI(Tl)单晶谱仪能量分辨率为 10%左右，好的可达到 6%～7%。对 HPGe 谱仪，能量分辨率常用 ^{60}Co 源发出的 1.33MeV 全能峰的半高宽来表示，典型值为 FWHM＝1.9keV，好的可达 1.3keV。有的还给出 1/10 宽度(FWTM 或 FW0.1M)值，典型的为 3.6keV。图 10.2 给出 NaI(Tl)与 Ge(Li)(与 HPGe 类似)谱仪的能量分辨率随能量变化的一般关系，图中也给出了正比计数器与 Si(Li)的数据。

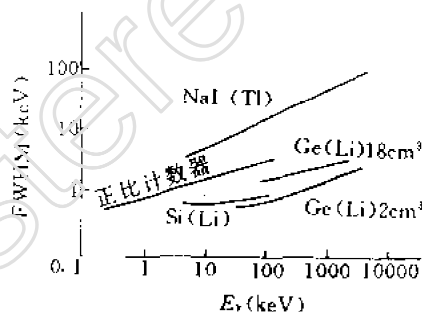


图 10.2　几种谱仪的能量分辨率比较

(2)探测效率：探测效率关系到测量中所花费的时间和所必需的最低源强。NaI(Tl)晶体由于其密度大及组成元素的原子序数高，其体积可以做得很大，因而其探测效率明显地优于 Ge 探测器。一般使用的 φ76×76mm 的 NaI(Tl)其探测效率比 50cm^3 体积的 Ge 探测器高一个量级左右。为了进行比较，HPGe(或 Ge(Li))探测效率有时用相对于 φ76×76mm 的 NaI(Tl)的效率来标志，对大多数同轴 Ge 探测器，这一效率在 7.5%～25%范围内，而目前大体积同轴 HPGe 的效率可以超过 100%[1]。图 10.3 给出了几种不同探测器的探测效率。

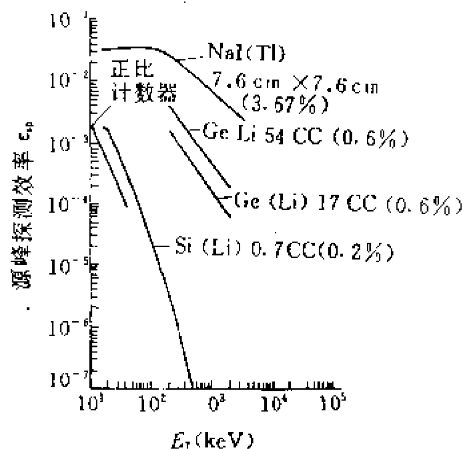


图 10.3　几种谱仪的探测效率比较

(括号内数字为相对立体角)

(3)峰总比和峰康比：我们把全能峰内的脉冲

数与全谱下的脉冲数之比称为峰总比。为了提高全能峰内计数，一般要求峰总比越高越好。NaI(Tl)的峰总比要比 Ge 探测器大很多，通常前者为几分之一，而后者为几十分之一。影响峰总比的因素很多，如入射γ射线的能量、晶体大小、入射束的准直状态、屏蔽的好坏以及晶体的包装物质和厚度等。在晶体尺寸相同的条件下，比较峰总比的大小可以说明周围散射γ射线的干扰的情况。

峰总比难于精确测定，经常测量与峰总比有直接关系的另一指标——峰康比，它是指峰中心道最大计数与康谱顿坪内平均计数之比。峰康比的意义在于若一个峰迭加在另一个谱线的康谱顿坪上，该峰是否能清晰地表现出来，即存在高能强峰时探测低能弱峰的能力。峰康比越大，对复杂的γ谱越便于观察和分析。一台谱仪的峰康比是由能量分辨率和峰总比共同决定的。对 HPGe，由于能量分辨率高，峰内计数可以限制在很窄的能量间隔内，所以虽然它的峰总比不如 NaI(Tl)好，但峰康比却相当高。对同轴 HPGe，峰康比可达 20：1 到 50：1，最好的可达 82：1[1]。而一般 NaI(Tl)谱仪的峰康比只有 5：1 左右。

(4)能量线性：谱仪的能量线性一方面取决于探测器本身的输出脉冲幅度是否与吸收光子的能量成线性关系，另一方面也取决于电子仪器线路。对 Ge 半导体探测器来说，由于平均电离能与粒子能量无关，因此能量线性很好，在 150～1300keV 范围内，线性偏离小于 0.1～0.2keV，它主要由仪器线路(ADC 模拟数字转换器)所决定。对 NaI(Tl)谱仪来说 NaI(Tl)晶体本身在低能区线性不好，因此它的线性较差。在上述能量范围内的 200keV 处线性偏差可达 12keV。

(5)晶体形状和大小的选择：晶体形状和大小应根据所探测射线能量与探测效率的要求而定。对 NaI(Tl)而言，在γ射线能量高时，为了提高探测效率与峰康比，应选用大体积的晶体，例如 $\phi100\times100$mm 或更大的。在γ射线能量较低时，应选择较小的晶体，此时仍可保证足够的探测效率，同时它的价格便宜，能量分辨率较高，还能减少本底与高能γ射线的影响。对低能γ或 X 射线要选择薄片晶体(见第四节)。在测量较弱样品时，为提高灵敏度，可选用井型晶体，它具有接近 4π 立体角，测量液体样品尤为方便，虽然这时分辨率可能稍许变差些。对 Ge 半导体探测器来说，分为平面型与同轴型。一般讲：前者分辨率更好些，而后者体积可以做得大，探测效率较高。通常对低能γ或 X 射线可选用平面型的，厚度也可较薄些。对高能γ射线，以选用同轴型为宜。晶体形状选择也与γ射线能量有关。例如，在测 100keV 的γ射线时，可用直径大，长度短的晶体；测 10MeV 高能γ射线特别是利用双逃逸峰计数时，最好选用较长的同轴晶体。

第二节　γ射线能谱分析与能量刻度

一、γ射线的谱形及影响因素

在第四章第四节中已初步分析了使用 NaI(Tl)闪烁探测器测到的γ能谱。即使对于单能γ射线入射到探测器中，由于γ射线与物质的相互作用，主要为光电效应、康普顿效应和电子对效应，其输出能谱也颇为复杂，在能谱中形成全能峰、康普顿坪、单逃逸峰(SE)和双逃逸峰(DE)等。当然，根据不同的探测介质与不同的入射能量，以上峰的表现也不一样。典型的 NaI(Tl)谱仪脉冲输出谱如图 4.31 与 4.32 所示。而典型的 HPGe 谱仪输出谱形如图 10.4 所示。

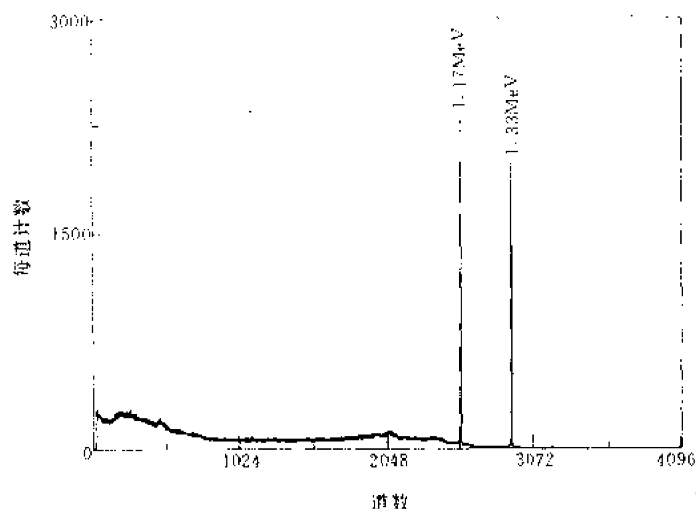


图 10.4　用 30cm³ 的同轴 HPGe 所测到的 ^{60}Co 源谱形

除了考虑以上三种效应以外，在实际测量中，γ 能谱的形成过程中还伴随着其它的作用过程，它们要影响 γ 射线的谱形从而使其更趋复杂化。

1. 散射光子与反散射峰

γ 射线打到源的衬托物上、探头外壳上(包括封装晶体的外壳与光电倍增管的光阴极玻璃)以及在周围屏蔽物质上都可以发生散射，产生散射光子，它们进入晶体被吸收使康普顿坪区的计数增加。另一方面，在康普顿坪上 200keV 左右的反冲电子能量位置上能经常看到一个小的突起，这是入射光子在周围材料上产生的～180°方向的反散射光子所引起的，称为反散射峰。它的能量随入射光子的能量变化不大，通常在 200keV 左右(见第二章表 2.1)。因此，反散射峰的位置总是差不多。对 ^{137}Cs 的 0.662MeV 的 γ 射线来说，计算得到的反散射光子能量为 0.184MeV。

2. 湮没辐射峰

对较高能量的 γ 射线来说，当它在周围物质材料中通过电子对效应产生的正电子湮没时，放出的两个 0.511MeV 的 γ 光子可能有一个进入晶体，产生一个能量为 0.511MeV 的光电峰及相应的康普顿坪，这个光电峰叫做湮没辐射峰。当放射源具有 β^+ 衰变时，β^+ 在周围物质中特别是在放射源托架中湮没时也会产生湮没辐射。因此，在这种核素的 γ 谱上总可以看到湮没辐射峰。图 10.5 给出了用 NaI(Tl) 闪烁谱仪测到的 γ 谱，图中可以清楚地看到湮没辐射峰。

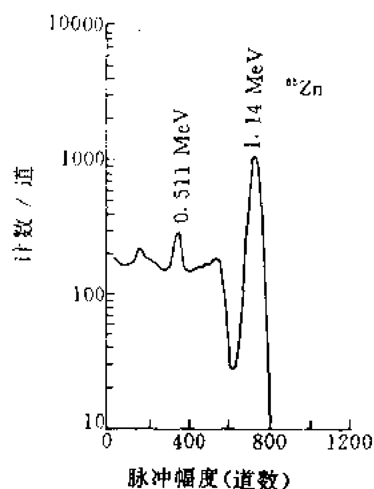


图 10.5　^{65}Zn 的 γ 谱

3. 特征 X 射线

许多放射源在 β 衰变中有轨道电子俘获或在 γ 跃迁中有内转换电子发出，其结果有特征 X 射线放出，它们在

能谱上形成特征 X 射线峰。例如在^{137}Cs的 γ 谱（见第四章图 4.31）上，最左边有一个 32keV 的特征 X 射线峰。

γ 射线与周围物质的原子发生光电效应，也可以发出 X 射线。例如，γ 射线在屏蔽层铅中作用可引起铅的 88keV 的 X 射线。这种辐射并不总是可以忽略的，特别是在低能 γ 或 X 射线测量中，有时需要进行这种辐射效应的校正。

4. 轫致辐射

γ 射线常伴随 β 衰变放出，而 β 射线在物质中被阻止时会产生轫致辐射。轫致辐射的能量是连续分布的，它会影响 γ 射线的能谱，特别是当放射源的 β 射线很强、能量高而 γ 射线较弱时，轫致辐射的影响就更为严重。图 10.6 给出了^{91}Y的 γ 谱。^{91}Y放出 1.19MeV 的 γ 射线，但产额仅为 2%，而 β 射线很强，产额为 100%，在它的 γ 谱的康普顿坪区可以明显地看到轫致辐射的干扰。

为防止 β 射线进入探测器，通常在放射源与探测器之间放置一块 β 吸收片。由于在原子序数大的材料中，轫致辐射更容易发生，因此，这种吸收片要用低 Z 材料如 Be、Al、聚乙烯等做成，厚度为 500～1500mg/cm^2。此外，源衬托及支架等也要用低 Z 材料做成，这样轫致辐射影响一般可以忽略。

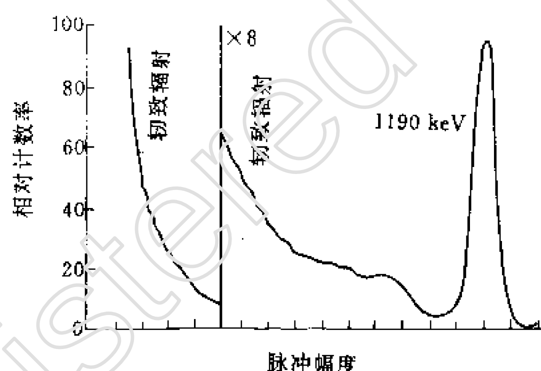


图 10.6 ^{91}Y 的 γ 谱

5. 累计效应

γ 射线入射到探测器中与物质相互作用产生的次级 γ 射线可以再次与物质发生相互作用，其结果使得全能峰的计数增加，产生累计效应。例如，当 γ 射线在晶体中发生康普顿散射后，散射光子可能在没有逃出晶体前又和晶体物质原子发生相互作用，引起散射光子能量再次被吸收。再次的相互作用可以继续发生散射，也可以发生光电效应的吸收。由于散射光子能量已降低，后者更容易发生。散射光子在晶体中再次引起能量被吸收的事件实际上是与原散射中反冲电子被吸收的事件几乎是同时发生的，它们引起晶体发光在时间上是完全重合的，这样就只输出一个脉冲，其幅度等于晶体两次吸收光子能量之和所输出的脉冲幅度。若吸收 γ 光子的全部能量，就造成全能峰的脉冲幅度。这样，可使本来是属于康普顿坪中的脉冲转到全能峰中去，提高了全能峰中的脉冲数。

除康普顿散射外，在 γ 射线的其它相互作用中，也会发生累计效应。例如，对于电子对效应，也就相当于湮没辐射的两个光子又被晶体完全吸收而产生一个全能峰的脉冲。由于累计效应的存在，峰总比要提高。

累计效应的大小与射线能量、晶体材料、晶体大小与形状等特性有关。当射线能量低及晶体尺寸增大、晶体直径与厚度之比近于 1 时，累计效应更容易发生。为了比较，图 10.7 画出了对 NaI(Tl) 晶体两种不同尺寸的峰总比，同时还画出了没有累计效应时的峰总比（光电效应截面 σ_{ph} 与总截面 $\sigma_{ph}+\sigma_c+\sigma_p$ 之比）。可以看出，随着 γ 射线能量的增加，峰总比总是减少的，当晶体尺寸变大时，峰总比总是变大的。Ge 晶体的原子序数低于 NaI(Tl)，其体积一般也较小，因

而γ射线在其中的康普顿散射作用较强，散射光子也较容易跑出，故与NaI(Tl)相比，累计效应较少发生，在能谱上，显示出峰总比较小。图10.8给出了两种Ge(Li)探测器的峰总比。从图10.7与图10.8可以看出，对NaI(Tl)来说，一般峰总比可达1/4～1/2，对Ge(Li)只有几十分之一。

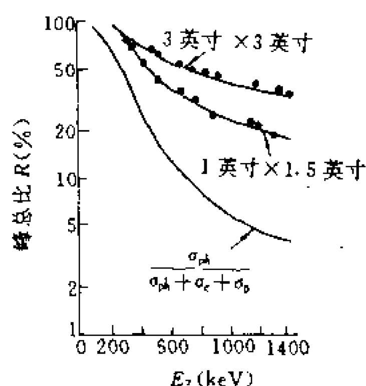


图10.7 两种尺寸的NaI(Tl)的峰总比

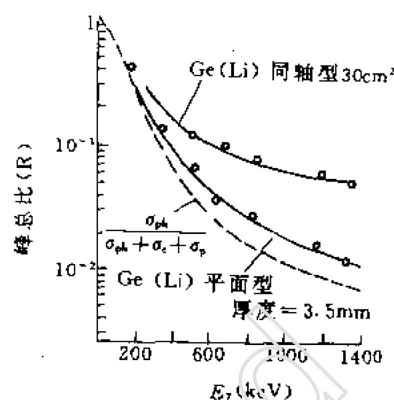


图10.8 两种Ge(Li)的峰总比

在NaI(Tl)晶体中，累计效应对全能峰有一定"加宽"作用，因NaI(Tl)晶体发光线性不是很好，在低能区，每单位能量吸收产生的脉冲幅度要比在高能区(1MeV左右)大10%左右[2]，因此通过累计效应所产生的脉冲将比用同样能量吸收的一次作用的脉冲幅度要大。对通常尺寸的晶体，全能峰中有相当多的脉冲来自累计作用，而它们的平均脉冲幅度又不一样，这样就会使全能峰的线宽增加，称为"本征加宽"。而对Ge晶体，由于它的线性好，不存在这种加宽作用。

6. 和峰效应

在测^{60}Co源的γ谱时，一次衰变放出的两个级联γ光子(1.17与1.33MeV)有可能同时被晶体吸收，这是一个真符合事件，此时探头不是输出两个分开的脉冲，而是输出一个幅度相当于这两个光子吸收能量之和的脉冲，这种脉冲的产生称和峰效应。当这两个γ光子都发生全能量吸收时，在γ谱上相应于2.5MeV处会产生一个峰，称真和峰，如图10.9所示。按符合公式，真和峰计数率n_S为：

$$n_s = A\varepsilon_{SP1}\varepsilon_{SP2} \tag{10.1}$$

式中，A为放射源强度，ε_{SP1}与ε_{SP2}分别为探测器对γ_1和γ_2的源峰探测效率(该定义见第三节)。由此式可以看出，和峰效应与探测效率有很大关系，当晶体尺寸大及探测器立体角大时，容易产生和峰效应。若放射源的级联辐射中有一个γ光子伴随内转换现象时，那末还有特征X射线产生，这时将产生两个和峰，一个是两个γ光子的和峰，另一个是一个γ和一个X的和峰，能谱显得进一步复杂化。^{181}Hf，^{132}Te就是这样的例子。^{132}Te的能谱如图10.10所示。

除级联辐射的真和峰外，通过偶然符合也能形成和峰，这是非同一个原子核在谱仪分辨时间τ内同时衰变放出的γ光子所造成的，偶然符合计数率$n_{\gamma c}$为：

$$n_{\gamma c} = 2n_p{}^2\tau \tag{10.2}$$

式中n_p为全谱下总计数率。可见，由偶然符合造成的脉冲迭加在高计数率下严重，并与谱仪的

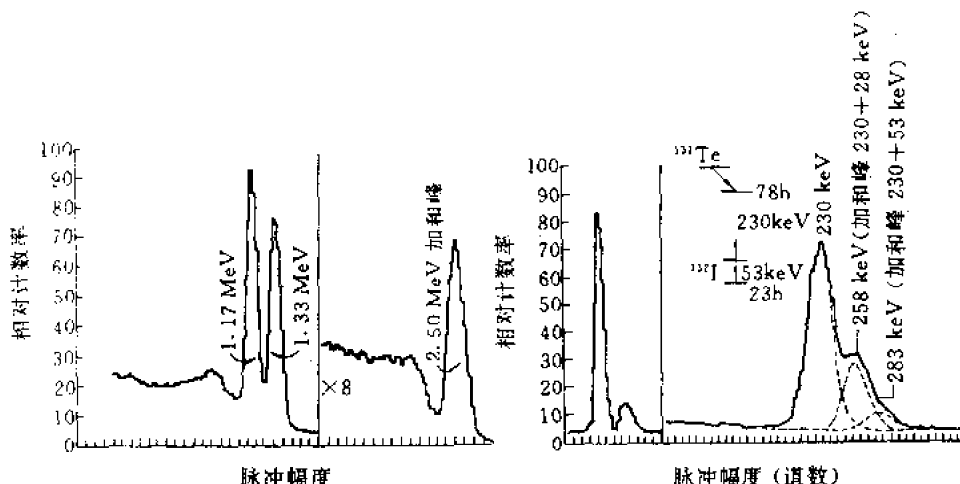


图 10.9 ^{60}Co 的 γ 谱
10cm×10cmNaI(Tl)相对立体角 40%

图 10.10 ^{132}Te 的衰变图和 γ 谱.
10cm×10cmNaI(Tl)，相对立体角 40%

分辨时间 τ 成正比。

7. 碘逃逸峰

当 γ 光子在晶体中发生光电效应时，原子的相应壳层上将留下一空位，当外层电子补入时，就有 X 射线或俄歇电子发射出来。在 NaI(Tl)晶体中，碘原子的 K 层特征 X 射线能量是 28keV，若光电效应在靠近晶体表面处产生，则这一 X 射线可能逸出晶体，相应的脉冲幅度所对应的能量将比入射光子的能量小 28keV。这种脉冲所组成的峰称为碘逃逸峰。图 10.11画出^{77m}Se 的能谱，在光电峰左侧相距 28keV 处的一个小峰就是碘逃逸峰，一般在 γ 射线能量大于 170keV 以上时，随着 γ 射线能量的增加，这个峰就逐渐看不到了。这是因为较高能量的 γ 射线进入晶体内部深处所放出的 28keV 的 X 射线就不容易逸出了；另外由于峰的半宽度随着能量的增加，碘逃逸峰也就不太分得开了。

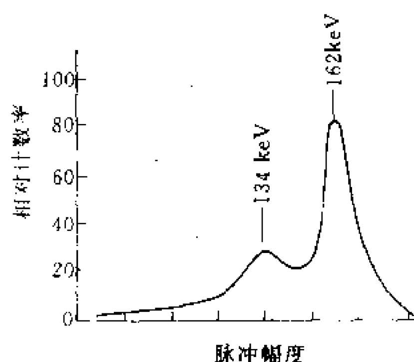


图 10.11 ^{77m}Se 的 γ 谱

对 HPGe 来说，由于 γ 射线容易进入晶体深处以及 Ge 的特征 X 射线能量更低，约 10keV，容易被吸收，故碘逃逸峰不易看到。但对于小于几十 keV 的低能 γ 和 X 射线，仍要考虑这种效应(见第四节)。

8. 边缘效应

当 γ 射线在晶体物质深处发生相互作用时，γ 光子转移给次级电子的动能在一般情况下都为晶体所吸收。但若这个次级电子产生在靠近晶体边缘处，它可能逸出晶体以致将部分动能损失在晶体外，所引起的脉冲幅度也相应地减少些，这种效应称为边缘效应，特别是对于高能 γ 射线，由于次级电子的能量较高因而其射程较长，边缘效应的影响更大些。

对于能量高的次级电子还可能通过辐射损失能量，而此辐射逃出晶体以致影响 γ 射线的

吸收。

通过以上的讨论可以看到，测量一个核素发出的 γ 射线的能谱，所得的谱形与很多因素有关，归纳起来有：

(1) γ 射线的能量和分支比。对于不同能量的 γ 射线，γ 能谱具有不同的特征。在能量较低时，主要是光电峰，包括出现的碘逃逸峰。对中等能量，除光电峰以外还有康普顿坪。在能量较高时，特别是在 1.5MeV 以上，谱形上又出现单逃逸与双逃逸峰等。

(2) 放射源的特性，比如是否有特征 X 射线及 β 射线放出，是否有级联辐射等。

(3) 探测器物理性质，包括探测器类型、晶体大小和形状、能量分辨率等。

(4) 实验条件和环境布置，如周围物质、屏蔽材料、与源的距离、计数率高低等。

实验中要注意选择合适的条件，要仔细辨别 γ 谱上的各个峰。在诸峰中，最主要的是全能峰，它直接与射线的能量相对应，而且形状规则容易辨认。电子对效应中的逃逸峰与全能峰形状相似，它们的主要区别在于观察在相应位置处是否有一个康普顿坪。另外，双逃逸峰、单逃逸峰与全能峰之间应是等间距的，能量相隔 0.511MeV。康普顿坪则可以根据形状和其边缘位置来确定。辨认中参考必要的标准谱是有帮助的，如文献[3]中的附录Ⅰ和Ⅱ。要善于区别干扰峰，如符合和峰、反散射峰、湮没辐射峰、碘逃逸峰以及属于本底核素的谱峰。切不要误认为，对应于每一个峰就对应着有一种能量的射线或核素的存在。

二、能量刻度

为了根据 γ 射线的能量确定所测谱的峰位(道址)，或反过来，根据所测峰位确定 γ 射线的能量都需要预先对谱仪进行能量刻度。能量刻度就是在谱仪所确定的条件下(包括谱仪的组成元件和使用参数，如高压、放大倍数、时间常数等)，利用一组已知能量的 γ 源，测出对应能量的全能峰峰位，然后作出能量和峰位(道址)的关系曲线。有了这样的能量刻度，那末测到了未知 γ 射线的峰位即可求出 γ 射线的能量。根据能量刻度结果还可以检验谱仪的线性范围和线性好坏。典型的能量刻度曲线近似为一直线，如图 10.12 所示，此直线不一定通过座标原点。通过对一组实验所测能量刻度数据的最小二乘法曲线拟合，可得到线性方程：

$$E(x_p) = Gx_p + E_0 \qquad (10.3)$$

式中，x_p 为峰位，E_0 为直线截矩(对应零道所代表的能量)，G 为直线的斜率，即每道所对应的能量间隔，又称为增益，单位为 keV/道。能量刻度曲线也可以写成另一种形式：

$$x_p = Z + E/G \qquad (10.4)$$

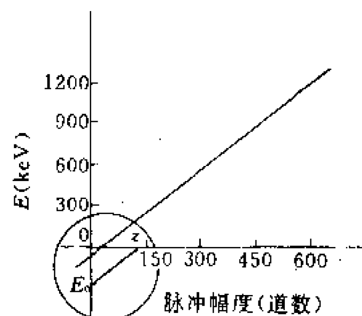


图 10.12 γ 谱仪的典型能量刻度曲线

能量刻度时常用一组能量精确知道的 γ 放射源。常见放射源见本书附录及参考文献[4]的第 531 页，那里列出绝大部分核素发出的 γ 射线的能量。使用中可选择不同的组合。例如，用国际原子能机构(IAEA)推荐的一组标准源 ^{241}Am，^{57}Co，^{203}Hg，^{22}Na，^{137}Cs，^{54}Mn，^{88}Y，^{60}Co，基本上可以满足 60keV～1.8keV 的能区刻度。也可以用具有丰富谱线的放射性核素作标准源，例如 ^{152}Eu(122keV～1408keV)，^{226}Ra(186keV～2448keV)或 ^{56}Co(847keV～

3454keV)。近年来一些国家的计量单位和厂商还提供一些混合核素的标准源，以便于用一个放射源即可进行宽能区的能量刻度和效率刻度。在大于 3MeV 的高能区，可利用的核素不多，有时可利用热中子在^{14}N，^{1}H 等核素上的俘获辐射来刻度，而 8MeV 以上的，则要靠(p,γ)反应产生的 γ 辐射来刻度。关于放射性核素的能量标准数据的讨论可参考文献[5~8]。

在进行能量刻度时，要定准所测到的峰位，一般可用图解法将峰位定在峰上最高计数的一道。但这样是不够精确的。比较好的方法是先进行曲线光滑，然后求一阶微商，过零点即为其峰位。也可用曲线拟合法定出。

我们希望在能量刻度中的能量和道数的关系是一直线，即如(10.3)式所示。实际上有时要考虑非线性问题，通常用一个二次多项式来表示：

$$E = a_0 + a_1 x_p + a_2 x_p^2 \tag{10.5}$$

其中，a_0 表示零道所对应的能量，a_1 表示增益，a_2 表示系统的非线性，一般是个很小的数。利用多点数据，通过最小二乘法求出 a_0，a_1 与 a_2。也可用更高次多项式表示。

能量刻度是在一定条件下进行的，样品测量时也应保持测量条件一致。每当测量条件有较大变化时，应重新进行刻度，在使用过程中也应定期校核。

对 HPGe 谱仪来说，其能量分辨率好，线性也好，因此所测能谱的峰位可以定得准确。这就是说，只要能量标准是准确的，用 HPGe 谱仪测量 γ 能量要比用 NaI(Tl)谱仪有更高的精确度。如果适当地防止仪器不稳和线性偏离，HPGe 谱仪测量能量的精确度可达到几百 eV 甚至几十 eV，在常规测量中也容易达到 0.3keV 的水平。而用 NaI(Tl)谱仪测量峰的能量精确度最好只能达到 5keV。

在进行能量刻度时，也可以进行分辨率刻度，即求出谱仪半宽度和射线能量或峰位间关系，例如写成如下形式：

$$\mathrm{FWHM} = W_0 + W_1 x_p + W_2 x_p^2 \tag{10.6}$$

式中，W_0，W_1，W_2 是分辨率刻度系数。x_p 是峰位，这样的分辨率刻度曲线也是很有用处的，它不仅说明了谱仪的分辨率指标，而且在解谱中可根据峰位就把半宽度求出，从而在许多问题中可把半宽度作为已知的参量来处理。例如，用来计算峰面积、判别峰的真假、识别峰是重峰还是反散射峰等。

第三节　γ 射线强度测量与效率刻度

要确定 γ 射线的强度，必须知道探测器的探测效率，探测效率既与 γ 射线的能量有关，又与探测器的类型、晶体的大小、形状及源与探测器的几何位置等因素有关，所以要对每一台谱仪单独进行效率刻度。

一、全能峰法确定 γ 射线强度

放射源的活度 A 指单位时间源的衰变数，"γ 射线的强度"指每秒钟放出的某种能量的 γ 光子的数目，它又称为该放射源对这种能量光子的发射率，用 N 表示。知道了 γ 射线发射强度，可以由衰变纲图(包括分支比、内转换系数等)求出源的活度 A。

根据计数脉冲的幅度分布情况，γ 射线强度的确定有两种方法：全谱法和全能峰法。我们下面分别说明这两种方法。

1. 全谱法

在全谱法中，计数脉冲包括了探测器对 γ 射线所产生的所有幅度的脉冲，即利用了 γ 射线全谱下的总面积。设 n 表示全谱下的总计数率，它与源的发射率 N 通过源探测效率 ε_S 相联系：

$$\varepsilon_S = n/N \tag{10.7}$$

若知道了 ε_S 与由实验测得 n，就可以求得 γ 射线强度 N。这样的测量虽然可以得到最多的脉冲数 n，但实际上，除少数场合外，如单一核素或只进行比较相对强度，一般很少使用。这是因为在一般的测量条件下，n 的测量很不准确，它受到很多因素影响，比如甄别阈对小幅度脉冲的影响，周围材料散射计数的影响，干扰辐射如特征 X 射线或轫致辐射的影响等等。这些因素随实验条件布置不同而经常有变化。

2. 全能峰法

全能峰法是通过测量全能峰内的计数 n_P 而求出 γ 射线强度，在此定义下所确定的效率即源峰探测效率 ε_P 为

$$\varepsilon_P = n_P/N \tag{10.8}$$

只要知道 ε_P，实验测得 n_p，就可以求出 N。

与全谱法相比，全能峰法的影响因素大为减少，因散射及其它干扰辐射脉冲幅度较小不会影响到全能峰的计数。全能峰也容易辨别，求峰面积比较容易。

另一种定义的效率称"本征"效率，它指探测器计数与入射在探测器灵敏体积上粒子数 N' 之比。N' 与 N 之比即为探测器几何因子 ω：

$$\omega = N'/N \tag{10.9}$$

而全谱下的总计数 n 与峰计数 n_P 通过峰总比 R 相联系：

$$R = n_P/n \tag{10.10}$$

归纳一下，几个效率的定义与相互关系如下：

(1)入射本征效率 ε_{in} 指全谱下的总脉冲数与射到晶体中的 γ 射线数目之比，简称本征效率：

$$\varepsilon_{in} = n/N' \tag{10.11}$$

(2)本征峰效率指全能峰内的脉冲数与入射到晶体上的 γ 光子数之比：

$$\varepsilon_{inp} = n_P/N' = nR/N' = R\varepsilon_{in} \tag{10.12}$$

(3)源探测效率 ε_{SP}：

$$\varepsilon_S = n/N = n(N'/\omega) = \omega n/N' = \omega\varepsilon_{in} \tag{10.13}$$

(4)源峰探测效率 ε_{SP}：

$$\varepsilon_{SP} = n_P/N = \omega\varepsilon_{inp} = \omega R\varepsilon_{in} \tag{10.14}$$

从以上讨论可以看出，效率刻度的关键是求出源峰探测效率 ε_{SP}。下面我们讨论探测效率的确定方法。

二、NaI(Tl)闪烁谱仪的效率刻度

1. 由本征效率和峰总比来确定源峰探测效率

由(10.14)式可以看到，确定源峰效率的一种方法是求出探测器的本征效率 ε_{in}、峰总比 R 及几何因子 ω。ε_{in} 与 ω 可以通过计算得到，峰总比 R 可由计算或实验测量得到。这里先对方法

作一介绍，然后给出有关的数据。

(1)本征效率的计算。由于 NaI(Tl)晶体形状比较规则，多数为圆柱体，尺寸容易确定，γ 射线与 NaI(Tl)的相互作用截面了解得比较清楚，故可用计算法确定本征效率。若 γ 射线平行垂直地射到一块厚度为 t 的晶体上，则本征效率 ε_{in} 为：

$$\varepsilon_{in} = 1 - e^{-\mu t} \tag{10.15}$$

式中，μ 是 NaI(Tl)对 γ 射线的线吸收系数。

对点源来说，入射束是不平行的，在不同入射角 θ 时，光子在晶体中有不同的穿透厚度，因此要用积分法来计算。设点源位于晶体轴线上，离晶体表面距离为 h，晶体的半径和厚度的 r，t，见图 10.13。对于在从 θ 到 $\theta+d\theta$ 圆锥环状小立体角内入射的 γ 射线光子数目为：

$$dn = \frac{d\Omega}{4\pi}(1 - e^{-\mu x})N$$

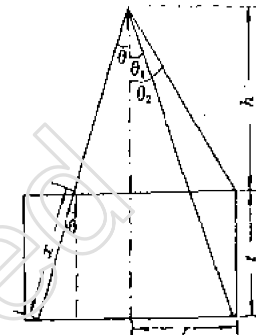


图 10.13 源和晶体的几何关系示意图

式中，dn 是夹角为 $d\theta$ 的圆锥环对点源所张立体角，x 是相应的 γ 光子在晶体中穿过的最大路程长度，N 是源的发射率。整个晶体所记录的光子数 n 为：

$$n = \int_{\Omega} \frac{N}{4\pi}(1-e^{-\mu x})d\Omega$$

Ω 为整个晶体对点源所张的立体角。注意到入射在整个晶体上的光子数 N' 是 $N\Omega/4\pi$，故晶体对点源的本征效率 ε_{in} 为

$$\varepsilon_{in} = \frac{n}{N'} = \frac{n}{N\Omega/4\pi} = \frac{1}{\Omega}\int_{\Omega}(1 - e^{-\mu x})d\Omega$$

将 $d\Omega = 2\pi\sin\theta d\theta$ 代入得：

$$\varepsilon_{in} = \frac{\int_0^{\theta_2} 2\pi(1 - e^{-\mu x})\sin\theta d\theta}{\int_0^{\theta_2} 2\pi\sin\theta d\theta}$$

式中，x 是 θ 的函数。从图 10.13 可以看出，可把 θ 分成两个不同的范围，x 的表示式不同：当 $0 \leqslant \theta \leqslant \theta_1$ 时，x 随 θ 增大而增大，$x = t\sec\theta$；当 $\theta_1 \leqslant \theta \leqslant \theta_2$ 时，x 随 θ 增大而减小，$x = r\csc\theta - h\sec\theta$。而 $\theta_1 = tg^{-1}[r/(h+t)]$，$\theta_2 = tg^{-1}(r/h)$，代入上式得

$$\varepsilon_{in} = \frac{1}{(1-\cos\theta_2)}\left\{\int_0^{\theta_1}[1 - e^{-\mu t\sec\theta}]\sin\theta d\theta + \int_{\theta_1}^{\theta_2}[1 - e^{-\mu(r\csc\theta - h\sec\theta)}]\sin\theta d\theta\right\} \tag{10.16}$$

上式说明，本征效率是晶体尺寸(r,t)、源距(h)以及射线能量 E_γ(μ 与 E_γ 有关)的函数。已有不少人对不同尺寸的 NaI(Tl)晶体和各种不同的的距离 h 计算了 ε_{in}和 E_γ 的关系，并作出了一套曲线，见参考文献[3]。作为例子，图 10.14 画出了 76mm×76mmNaI(Tl)晶体的本征效率。可以看到，当源距 h 为 2.5～3cm 时，(相当于晶体对源所张立体角为 90°左右)，本征效率的数据最小，这表明在此位置时 γ 射线穿透晶体的平均距离是最小的。

由(10.13)式，本征效率 ε_{in}再乘以几何因子就得到源探测效率。几何因子 ω 按下式计算：

$$\omega = \frac{1}{2}(1 - \cos\theta_2) = \frac{1}{2}(1 - h/\sqrt{r^2 + h^2}) \tag{10.17}$$

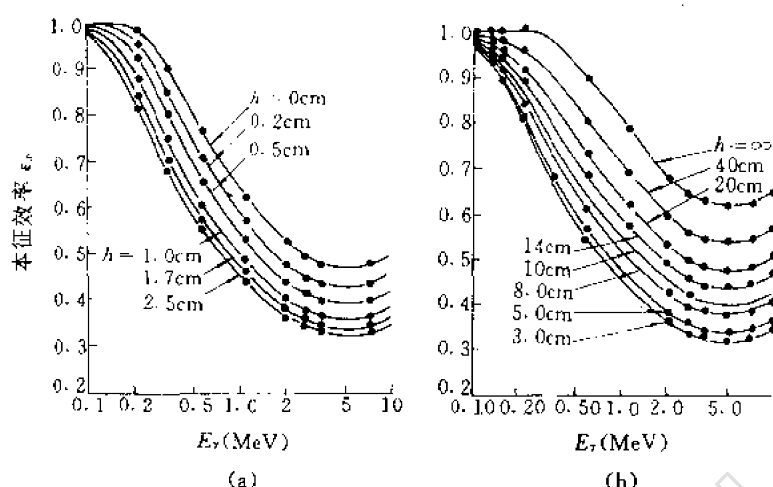


图 10.14 直径 76mm 厚 76mm 的 NaI(Tl)晶体的本征探测效率 ε_{in}与射线能量 E_γ 的关系曲线

h——源距，单位 cm

在使用上式时源距 h 应包括探测器盒的外表面到晶体表面的一段距离。

在文献[3]的附录Ⅳ里给出了几种典型尺寸的正圆柱形 NaI(Tl)的源探测效率的数值表，使用时可以参考。

(2)峰总比 R 的实验测定。由于累计效应的存在，峰总比的理论计算比较复杂，多数峰总比还是靠实验测定。实验测定峰总比是一项比较细致的工作，它需要精确测定全能峰面积和全谱曲线的面积，在测量中应不包括散射、特征 X 射线、β 射线及其轫致辐射、光电倍增管的噪声脉冲等影响。为此要具备相当严格的实验条件。例如，为了减少散射的干扰，实验空间要足够大，源和探测器周围物质要尽量移开，源衬托物应选用较轻材料的薄膜做成等。

用来测定峰总比的放射性同位素应选择具有单一能量的 γ 射线，并且为减少轫致辐射干扰，最好选择轨道电子俘获占优势的同位素或是选择低能 β 同位素或 β 与 γ 强度比弱的同位素，如^{203}Hg(279)，^{51}Cr(320)，^{198}Au(412)，^{137}Cs(662)，^{54}Mn(835)，^{65}Zn(1115)，^{24}Na(1274)等(括号内为 γ 射线能量，单位 keV)。

对一部分能量的峰总比已在图 10.7 中画出，图 10.15给出了 3MeV 能量范围内的各种标准尺寸 NaI(Tl)的峰总比。从实验结果来看，峰总比与源距离变化关系不大。但射线能量、晶体大小、探头外壳结构及射线束准直情况对峰总比有很大影响。

2. 源峰探测效率的实验测定

有几种方法可以对探测效率作实验测定，用标准源校刻法、用符合法、用已知截面法、……等[10]。但是最简单也是最精确的还是用标准源刻度法。

为此，要选用一组能量范围较宽、活度已精确测定的标准源。标准源的能量单一或彼此能分开，以便实验上容易确定峰面积。标准源的衰变纲图要求精确了解且不太复杂，以便计算光子产额 f_i——每次核衰变放出的第 i 种能量的光子数。在一些手册中，如参考文献[3]的附录Ⅵ中可以查到。有了这样的数据，可以方便地把第 i 种能量的 γ 光子发射率 N_i 和源衰变率 A 联系起来，即

$$N_i = f_i A \tag{10.18}$$

标准源和待测样品的几何形状、测量条件、谱仪工作状态、γ峰面积的计算方法都要一致。但在实际γ能谱测量中，并不都能达到这样的要求，如待测样品呈点状的情况是很少的，往往是面状的或是圆柱体的。而制备面状或体状的标准源要有专用的放化实验室和操作技巧，而且要使放射源核素在面状和体状源内均匀分布是比较困难的。这时就要采用点源的实测效率曲线与点源和面源、体源几何形状的折算系数[11]，求出其它形状源的效率刻度曲线。当然这时也必然使效率曲线的精度变差。

标准源的活度选择也应适当，太强偶然符合等因素很突出，太弱则统计误差将起主要作用。

在标准源选定后，怎样精确测定全能峰面积是很重要的。实际上累计效应、和峰效应、边缘效应（包括碘逃逸峰、辐射损失等）都必须考虑并进行修正。碘逃逸峰主要表现在对较低能量的γ射线上（<170keV），边缘效应主要是对高能γ射线的。这里主要考虑和峰效应对峰效率的影响。

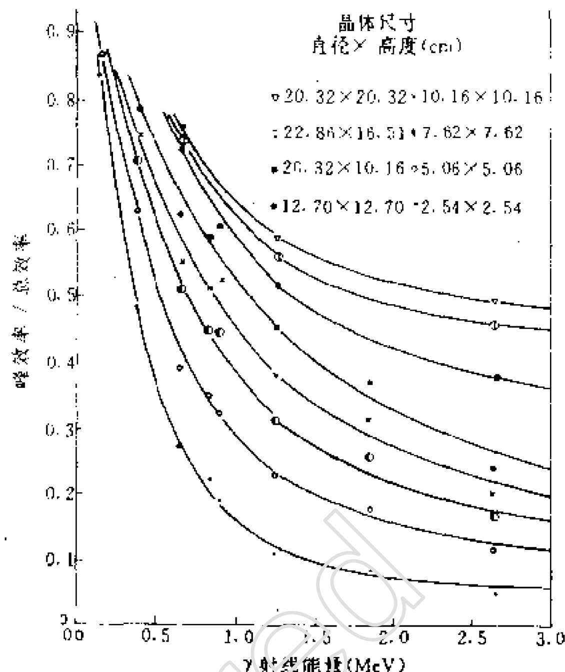


图 10.15　各种标准尺寸 NaI(Tl)的峰总比，源距 10 厘米（参考文献[9]）

设 γ_1、γ_2 是级联辐射，那末当 γ_1 和 γ_2 同时被晶体完全吸收时，谱中就会出现真和峰，它发生的概率 P 是探测器分别对这两个γ的源峰效率之积再乘以角关联因子 $\overline{W}(0°)$：

$$P = \varepsilon_{SP_1}\varepsilon_{SP_2}\overline{W}(0°) = \varepsilon_1 R_1 \omega \varepsilon_2 R_2 \omega \overline{W}(0°) \tag{10.19}$$

这里，ε 表示本征效率，R 为峰总比，ω 为几何因子，脚标 1，2 表示分别属于 γ_1 和 γ_2。在下面的计算中忽略角关联，即取 $\overline{W}(0°)=1$，于是其和峰的计数率 n_s 可以写成：

$$n_s = A\varepsilon_1\varepsilon_2 R_1 R_2 \omega^2 \tag{10.20}$$

式中，A 是衰变率，这里假设它等于发射率 N。

和峰效应使峰内计数减少。对 γ_1 来说，所观测到的峰内计数率 n_1 为

$$\begin{aligned} n_1 &= A(\varepsilon_1 R_1 \omega) - A(\varepsilon_1 R_1 \omega)(\varepsilon_2 \omega) \\ &= A\varepsilon_1 R_1 \omega(1 - \varepsilon_2 \omega) \end{aligned} \tag{10.21}$$

考虑到和峰效应以后，γ_1 峰内计数损失可用 $(1-\varepsilon_2\omega)$ 来说明，它称为和峰损失因子。对低能γ射线在井型晶体中，ε_2 和 ω 都接近于 1，$1-\varepsilon_2\omega$ 接近于 0，这时 γ_1 全能峰的计数几乎全部损失。对非井型晶体，对低能射线及当源靠近晶体时，和峰损失因子也可达到 1/2。同样，对 r_2 来说，考虑和峰效应以后，全能峰内的计数 n_2 为

$$n_2 = A\varepsilon_2 R_2 \omega(1 - \varepsilon_1 \omega) \tag{10.22}$$

利用以上几个式子可以写出：

$$\frac{n_1 n_2}{n_s} = A(1 - \varepsilon_1\omega)(1 - \varepsilon_2\omega)$$

考虑到发生和峰效应的全部事件的计数率为 $A\varepsilon_1\varepsilon_2\omega^2$，则全谱下的总计数 n 为

$$n = A\varepsilon_1\omega + \varepsilon A_2\omega - A\varepsilon_1\varepsilon_2\omega^2 \tag{10.23}$$

由以上两式可得到

$$\frac{n_1 n_2}{n_s} + n = A \tag{10.24}$$

所以对于级联辐射核素，衰变率 A 可以从峰计数率(n_1，n_2)、真和峰计数率 n_s 以及全谱下的总计数率 n 按上式计算得到。

由偶然符合也会引起和峰计数的增加，它在和峰内附加的计数率 n_{rC}为：

$$n_{rC} = 2\tau n_1 n_2 \tag{10.25}$$

式中，τ 为谱仪分辨时间。

3. 蒙特卡罗计算

蒙特卡罗方法是用计算机从数学上模拟随机事件以确定某些物理量的方法。对 γ 射线的探测来说，放射源在某个方向发射 γ 光子，光子到达 NaI 晶体后发生作用的地点，发生光电效应，或是康普顿效应，产生的次级电子被吸收还是逸出等等，都是随机的。当模拟的光子数达到一定量以后，便可求出 γ 射线的总探测效率和全能峰效率。

文献[12]给出了几何效率和本征效率的蒙特卡罗计算，而文献[11，13]则给出了总效率和全能峰效率的计算。

4. NaI(Tl)效率曲线随能量的关系

实验测定的效率曲线表明，在 $E>0.2$MeV 时，全能峰效率 ε_{SP}与能量 E_γ 的关系在双对数座标图上近似为一直线，即：

$$\ln\varepsilon_{SP}(E_\gamma) = a_1\ln E_\gamma + a_2 \tag{10.26}$$

式中 a_1 和 a_2 是待定的两个系数，随测量条件而定。因此，只要用二个能量大于 0.2MeV 的标准源就可以进行刻度。

三、HPGe〔或 Ge(Li)〕谱仪的效率刻度

上节关于 NaI(Tl)闪烁谱仪的刻度方法对 HPGe 或 Ge(Li)谱仪原则上也是适用的，这里根据 Ge 探测器的特点再进一步作些讨论。

1. 全能峰效率和双逃逸峰效率

Ge 半导体探测器的能量分辨率比 NaI(Tl)高几十倍，全能峰十分清楚，即使有重迭，也可借助解谱法分别求出各个峰的参数。所以，Ge 探测器谱的处理，总是只考虑全能峰效率，不必考虑峰总比的问题。

在能量较高时则常使用双逃逸峰。对 Ge 探测器来说，在 γ 射线能量进入电子对效应占优势的能区(大于 1.5MeV 以上)时，双逃逸峰逐渐比全能峰更显著了。图 10.16 画出了用 30cm^3 同轴型 Ge(Li)测到的^{24}Na 谱，可以看出，2754keV 的双逃逸峰面积更大些。全能峰、双逃逸峰和单逃逸峰三者面积之比取决于 γ 射线能量和 Ge 晶体体积。例如，对体积为 2cm$^2\times$0.7cm 的平面型 Ge(Li)，在能量超过 1.6MeV 时，双逃逸峰面积就超过全能峰面积了；对 26cm^3 的同轴型 Ge(Li)，这一能量是 2.6MeV。既然双逃逸峰占了优势，当然它可以被优先使用。对 NaI(Tl)谱仪，情况不完全一样。在用 NaI(Tl)测到的 γ 谱上可以看到，随着 γ 射线能量增加，全能峰一直占主要地位，而且在能量相当高时，由于分辨率等原因，全能峰、康普顿边缘、逃逸峰逐

渐连在一起。图 10.17 画出了用 76mm×76mmNaI(Tl)测到的 4.43MeVγ 射线的能谱,此 γ 射线来自于$^{11}B(p,\gamma)^{12}C$核反应中^{12}C的激发态。在测量 γ 射线强度时,这几个峰的面积可以合在一起被使用。

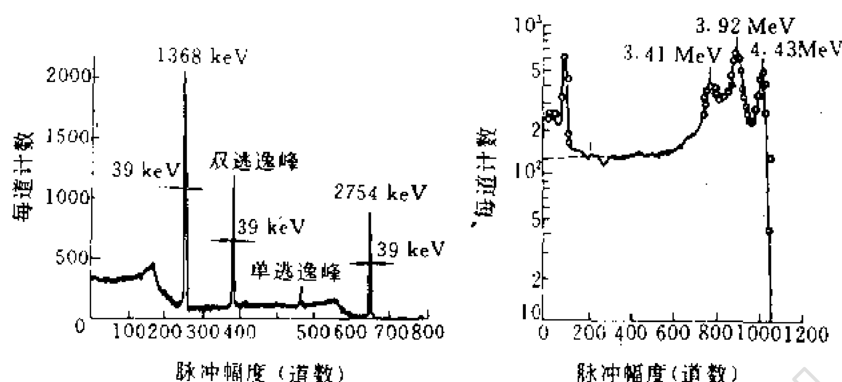


图 10.16 用 30cm³ 的 Ge(Li)所测到的^{24}Na谱

图 10.17 用 7.6cm×7.6cmNaI(Tl)测到的 4.43MeVγ 射线的能谱(低能端的峰对应于其它辐射)

对 Ge 半导体谱仪,可以给出三种峰的探测效率,即全能峰效率、单逃逸峰效率和双逃逸峰效率。图 10.18中画出了这三种峰效率随能量变化的典型关系曲线,所用 Ge(Li)探测器为同轴型,效率为 5%,源距为 5cm。由图可以看出,对这个探测器,当能量超过 3MeV 时,双逃逸峰就一直占优势。当能量超过约 5MeV 时,双逃逸峰效率逐渐减小,与电子对效应随能量而增加的趋势是相反的。这是由于以下两个效应造成的:

(1)边缘效应。 高能量的电子和正电子在消耗全部能量之前就从灵敏体积中逸出。电子逃逸份额与电子在 Ge 中的射程 R 对晶体本身厚度 d 的比值(R/d)有关。估算 R 近似的经验公式为:$R=0.97E-0.2$,其中,R 以 mm 为单位,E 以 MeV 为单位。在 Ge 中,它适用于 1~20MeV 之间的能量。探测器厚度应当远大于这个最大射程。

(2)辐射损失效应。 高能量的电子可通过发射韧致辐射而损失能量。如果韧致辐射没有再被吸收的话,就没有光子对全能峰或逃逸峰的贡献。

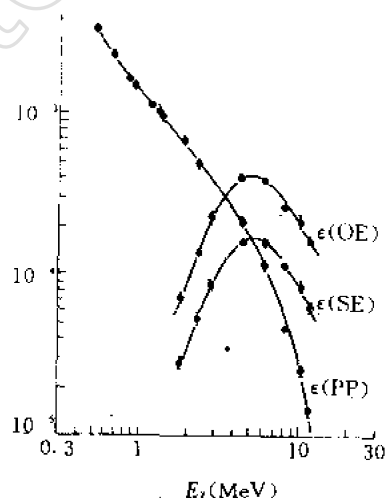


图 10.18 Ge(Li)的三种源峰探测效率
PP——对全能峰,SE——对单逃逸峰,DE——对双逃逸峰

通过增加探测器灵敏体积,可以减少以上两种效应。但在能量很高时增加体积不一定能提高双逃逸峰,原因在于对高能 γ 射线而言,尽管随着探测器体积的增加,γ 射线和晶体发生相互作用(电子对效应)的次数增加,但由于累计效应的概率随着体积的增加而增加,结果不是双逃逸峰面积有所增加,而是导致全能峰或单逃逸峰面积的增加。尽管如此,在高能量的情况下,双逃逸峰仍代表着能谱的主要特征,许多的测量仍以测量双逃逸峰为基础。

2. 探测效率的刻度方法

对具体的 Ge 半导体探测器，当用特定的方法确定它的灵敏体积后，可以用类似于计算 NaI(Tl)效率刻度的方法对它的效率进行计算。在小于 3MeV 的范围内，计算结果与实验还符合得很好，但与 NaI(Tl)的情况不同，这样的结果适用性不大，因为目前 Ge 探测器的差别很大，没有统一的结构、外形和尺寸，而且即使两块 Ge 晶体的外部尺寸一致，它们的 I 本征层灵敏区边界和厚度还可以不同(特别是 Ge(Li))。所以在实际使用中，还要对各个探测器的效率从实验上进行刻度。实验上有三种效率刻度的方法：

(1)用某一放射源发出的特定能量的 γ 射线测得 Ge 探测器的峰面积与 76mm×76mmNaI(Tl)的峰面积作比较，得到 Ge 相应于 NaI(Tl)的相对效率。若已知 NaI(Tl)的绝对效率，则可求得 Ge 探测器的绝对效率。

(2)利用一套能量与强度都已精确知道的标准源进行直接的测定。

以上两种方法需要一系列能量不同的放射源或标准源，这在实践上是很不方便的。

(3)先进行相对效率刻度，然后再转换成绝对效率刻度。此方法比较方便，用得较多，具体步骤如下：

①先进行相对效率刻度。要求使用的放射源有多种能量射线，其强度可以是未知的，但各种能量射线的相对强度应是精确已知的。设放射源放出的第 i 种射线的能量是 E_i，相对强度是 k_i，通过 Ge 半导体谱仪的测量，得到对于这些能量的全能峰(或双逃逸峰)的计数率为 n_{pi}，然后将峰内计数率与源峰探测效率用下式联系起来：

$$n_{pi} = \varepsilon_{SPi} A k_i$$

这里 A 是指在单位时间内放射源发生衰变的核数目，它可以是未知的，则由上式得

$$\varepsilon_{SPi} = \frac{n_{pi}}{k_i} \cdot \frac{1}{A} \tag{10.27}$$

由此式可以看出，源峰探测效率 ε_{SPi}是与 n_{pi}/k_i 成正比的，因此作出 n_{pi}/k_i 与能量 E_i 的关系曲线就得到了相对效率刻度。相对效率刻度经常使用的放射源有：^{75}Se，^{155}Eu，^{189}Yb，^{140}Ba，^{140}La，^{110}Ag，^{226}Ra，^{182}Ta，^{152}Eu，^{82}Br，^{56}Co 等。它们放出的 γ 射线能量和相对强度可见参考文献[14]，[4]或[3]中的附录Ⅵ。

②利用一个标准源测定探测器对该能量的源峰探测效率 ε_{SP0}。要求此源的强度是已知的，能量最好是单一的，如^{137}Cs、^{95}Nb 等。

③根据这一能量的源峰效率 ε_{SP0}，可将相对效率刻度换算成绝对效率刻度，即对于第 i 种射线能量 E_i，所相应的源峰绝对效率 ε_{SPi}为：

$$\varepsilon_{SPi} = \left(\frac{n_{pi}}{k_i} / \frac{n_{p0}}{k_0}\right) \varepsilon_{SP0} \tag{10.28}$$

这里，n_{pi}/k_i 和 n_{p0}/k_0 都是在相对效率曲线上对应于能量 E_i 和 E_0 的数值，E_0 为标准刻度源射线能量。

在这种方法中，为增加覆盖面与实验点数，使用放射源可以不止一个，这时要求各区彼此有覆盖部分，求出的相对效率能彼此衔接。但定绝对效率的标准源只要用一个就够了，当然还可以使用其它的标准源加以校核。这种方法主要适用于 Ge 半导体谱仪，对别的谱仪较少使用。

利用标准源进行效率刻度是比较方便的，而且可以得到较高的精度，一般 5%的精度只要

用一个或二个多能量的标准源，和适当的处理程序就可以达到。如果要达到1%～2%或更高精度的效率刻度，则需要准备多个高质量的标准源，仔细的测量和数据处理才能达到，往往要费几个星期，操作过程可参考文献[15]。

对Ge探测器也可以用蒙特卡罗法或理论与实验结合进行效率计算，计算结果和实验测量比较，符合程度在5%～10%左右[10,16]。如前所述，每个Ge探测器形状都可能有差异，因此这种计算只具有参考价值。实用上都仍采用标准源测得的效率曲线。

3. 探测效率随能量的关系

典型的Ge(Li)探测器的效率曲线如图10.19所示。

当能量大于200keV时，在双对数座标图上随着能量的增加，效率近于线性下降，这和吸收系数$\mu(E)$的变化相似。在低能端100keV以下，窗和死层的吸收导致效率的降低。

为了使用方便，效率刻度结果常用函数解析式表示。文献上有很多种形式，它们是半经验表示式，包括线性式、多项式、样条函数和其它分析函数。文献[11][17]汇总了这些表示式，并给出了它们适用的能量范围和精度。文献[17]认为在有限能区如300～1500keV或500～2000keV，简单的线性函数已可适用。对于宽能区，如60～3000keV，则需用非线性函数才能表示。文献[11]对同一探测器的实验数据用不同的效率函数进行了优度比较。

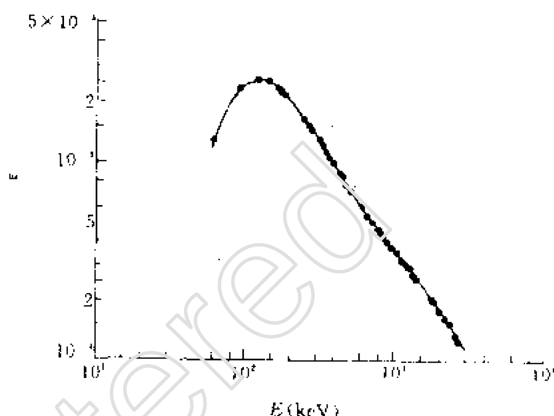


图10.19 一个Ge(Li)探测器的全能峰的探测效率随能量变化的曲线 ε_γ=5%，源离探测器距离为16cm

第四节 低能γ与X射线的测量

对于能量低于120keV的γ与X射线，测量时一般要单独考虑。由于射线能量低因而其输出幅度较小，而且射线容易被吸收与散射，这就需要考虑一些特殊问题。例如：放射源体内物质的吸收与散射、探测器窗厚的吸收、高能γ射线造成的本底或周围物质被激发产生的特征X射线的干扰、光电倍增管和电子学噪声的影响等。对于X射线能量测量的谱仪装置可分为两大类，一类是用X射线弯曲晶体谱仪，它的特点是能量分辨率高(线宽只有几个或几十eV)，但探测效率低，只有10^{-4}%～10^{-6}%。这种装置通常与强X射线管一起使用，用强辐射强度来弥补低效率的缺点。另一类是利用各种探测器谱仪，对低能γ与X射线都适用，主要是NaI(Tl)薄片闪烁计数器、正比计数器、半导体探测器。下面对这三种探测器谱仪作一介绍[18]。

一、NaI(Tl)薄片闪烁计数器

对探测低能γ与X射线来说，NaI(Tl)晶体的能量分辨率很差，一般为50%～60%，在低能区，能量线性也不好。但由于它有高的探测效率，使用简便，因此在某些不要求能量分辨只用于测量射线强度的场合，仍然用得很多。

为了让低能光子有效地射入晶体，在探头的挡光外壳上以及晶体的包装盒上都要设计能

让低能光子透过的窗。一般用原子序数小的金属材料如铍或铝薄膜来封装窗口，厚度 0.2mm 左右。为了考虑窗壁对射线的吸收影响，可按下式计算射线通过窗壁的穿透率 P：

$$P = e^{-\mu_m t_m} \qquad (10.29)$$

式中 t_m 是窗材料的质量厚度，μ_m 是材料的质量吸收系数。对 1mm 的 Be 和 10keV 的光子，透射率为 97%；对 1mm 的 Al 和 10，20，40keV 的光子，透射率分别为 0.07%，40%，86%。

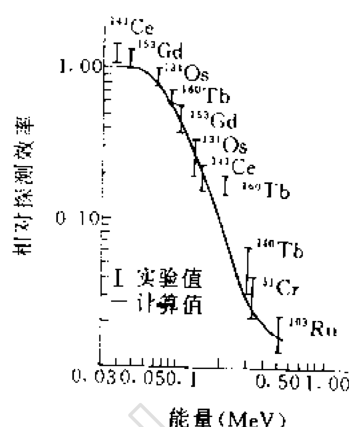


图 10.20　76mm × 1mm 薄片 NaI(Tl) 相对于 76mm×76mm 的探测效率 I ——实验值；曲线——计算值

为了减小本底计数及高能 γ 射线的干扰，NaI(Tl) 晶体一般用薄片状。厚度为 1mm 左右。这样对高能 γ 射线较不灵敏而对低能 γ 射线仍有很高的探测效率。图 10.20 画出了 76mm×1mm 的圆片晶体对不同能量射线相对于 76mm×76mm 晶体的峰探测效率，它表明，在低能区使用薄片晶体是有用的。

在探测器设计中，为了提高信噪比，应特别注意光的收集以及选用发光效率高的闪烁体、光电转换效率高而暗电流小的光电倍增管。此外，为防止来自铅屏蔽中特征 X 射线和散射 γ 射线的干扰，应选用空间体积大的分层结构的屏蔽。

在定量测量工作中，要注意碘逃逸峰的影响，一般把碘逃逸峰并入全能峰考虑，但有时不一定能做到。在能量刚超过阈值不多时（在 33.2 到 40keV 的范围内），相应于碘逃逸峰的能量太低，此峰可能被噪声淹没，在能谱上看不出来，但是它可能使全能峰计数减少达 40% 之多。文献[19,20]对于不同的入射情况计算了在晶体中所产生的碘 KX 射线逃逸概率 P，对窄束的垂直入射情况，逃逸概率 P 为

$$P = 0.5(0.875)(0.84)\left[1 - \gamma \ln \frac{(\gamma + 1)}{\gamma}\right] \qquad (10.30)$$

式中，第一个常数(0.875)为碘原子的 K 层光电截面占整个原子光电截面的份额，第二个常数(0.84)是碘原子的荧光产额；γ 是碘的 KX 射线和入射光子在碘中的光电吸收系数之比。图 10.21 给出了几种不同入射情况的碘逃逸峰面积与全能峰面积之比，即 $P/(1-P)$。

二、气体正比计数器

气体正比计数器也广泛用来测量低能 γ 和 X 射线的强度和能量。它所能测到的能量下限很低，几乎能测到与产生一对电子-离子对所对应的能量，这是由于它具有高倍数的气体放大而并不伴随噪声这一突出优点。在半导体探测器中，虽然产生一对载流子所消耗的能量小，比气体的约低一个量级（例如，对 Si 为 3.61eV，对气体为 34eV，），但它没有内部放大，因此，必须依靠电子学线路来放大信号，这时电子学噪声就影响和决定了能测到的能量下限。而在闪烁计数器中虽有光电倍增管的放大，但它的热电子发射和暗电流是难以避免的。

为了适于测量低能光子，在结构和充气方式上，正比管有封闭式和流气式两种。封闭式管子的管壁上开设入射窗，使用 Be 或 Al 等轻材料封接。此外，在正对着入射窗处还开设有出射窗，其目的是使未发生作用的 X 射线或其它射线可直接射出，以免造成反散射或激起管壁材

料的特征 X 射线的干扰。也有不开设窗口的管子，但其整个管壁是选用石墨等轻材料做成的。对流气式管子，可用极薄的聚脂薄膜（如厚 0.025μm）作窗甚至可以省去窗膜，样品可直接插入计数管里或以不影响计数性能的气体形式充入管内，这就避免了窗膜和源本身的吸收，因此更适于测量低能量光子。

正比计数器的能量分辨率比 NaI(Tl)闪烁计数器好 2—3 倍，但仍远不如半导体探测器。在低能区它的一般数据是 14%～20%。谱线加宽除了有离子对数产生的统计涨落原因外，主要还是工艺制造上的问题。为达到较好的分辨率必须采取纯化气体和选择均匀的阳极丝等措施。几种探测器的具体比较可见图 10.2，图 10.22 再给出一个典型的例子。

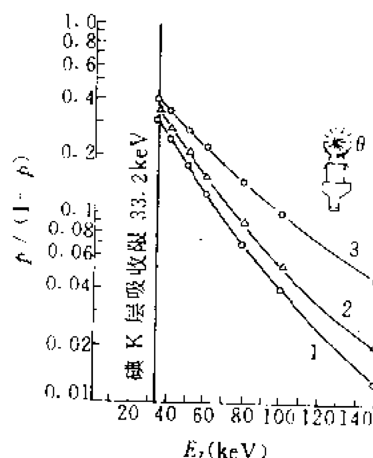


图 10.21 对 NaI(Tl)，碘逃逸峰对全能峰的比值 1——垂直入射；2——$\theta=60°$；3——$\theta=90°$

在低能情形下，入射光子在气体中的吸收主要是光电效应，所以在能谱上最显著的谱形是一个相应于入射射线能量的光电峰。但工作气体会有特征 X 射线放出，它有可能从计数管逃逸出去，所以在能谱上也会看到逃逸峰，如图 10.23 所示。这和 NaI(Tl)谱中碘逃逸峰的产生是类似的。光电峰与逃逸峰的能量之差就是工作气体所产生的 X 射线能量。对 Ar、Kr、Xe，荧光产额分别是 0.11、0.67、0.81。由于 Kr 和 Xe 的荧光产额大，又是气体介质，放出的特征 X 射线极易跑出，因此在 Kr、Xe 正比管测到的 γ 谱上，逃逸峰的面积很大，往往超过光电峰的面积。从这个角度讲，不希望用原子序数太大的气体元素。

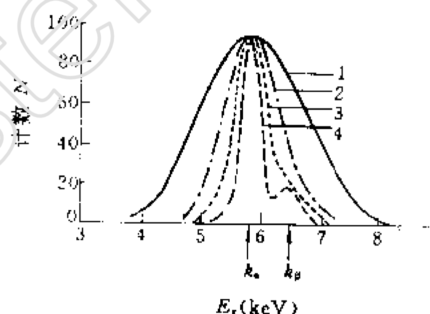


图 10.22 几种探测器对^{55}Fe 的 5.9keV 的 γ 射线测到的光电峰谱形

① 0.79mmNaI (Tl) EMI9656R，FWHM = 3070ev，$\eta=52\%$② 正比计数器，FWHM = 1000ev，$\eta=17\%$③Si(Li) 或 Ge(Li)，FWHM = 600ev，$\eta=10.2\%$④ 目前最好的 Si(Li)，FWHM = 150ev，$\eta=2.5\%$

然而考虑较高能量射线的探测效率时，情况就不是这样。由于对光子的吸收主要通过光电效应，而光电效应的截面和 Z 的五次方成正比，因此为了提高探测效率要选用 Z 大的气体元素。与上述因素综合起来考虑，常用的气体是 Ar、Kr、Xe，在能量低时可选用 Ar，在能量高时，可选用 Kr 和 Xe。

三、Si(Li)半导体探测器

Si(Li)半导体探测器的能量分辨率很高，适用于精密的低能 γ 和 X 射线的能谱分析。除 Si(Li)外，平面型的 HPGe(或 Ge(Li))也可以用来测量低能 γ 射线。从原理上说，在 Ge 中形成一对载流子所需要的能量(2.98eV)比 Si 中的(3.81eV)更小，看来似乎更有利。但实际上由于以下几个原因，使得在低能区 Si(Li)比 Ge(Li)使用更为广泛。①Si(Li)表面"死层"小，可探测的能量下限低。②Si 和 Ge 的 K 层能量吸收限分别为 1.84keV 与 11.1keV，荧光产额分别为 0.05 与 0.5，因而在低能区使用 Ge 探测器会出现 Ge 逃逸峰而使谱线复杂化。此外，Ge 的探测

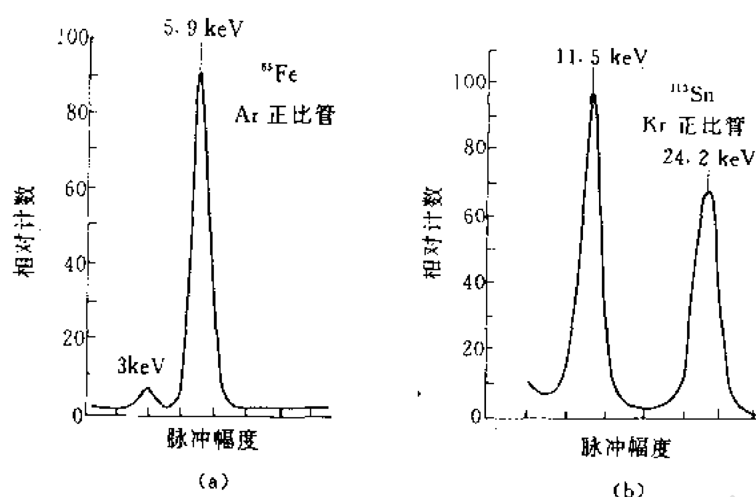


图 10.23 用 Ar 和 Kr 正比管分别测到的 X 射线谱形的比较
(a)Ar 正比管(b)Kr 正比管

效率在 11.1keV 处会出现阶跃变化，见图 10.24(a)。对 HPGe 来说，当能量超过 11.1keV 时，虽然光电效应吸收随光电效应截面有一个阶跃性的增加，但随着能量的增加，光电峰探测效率却阶跃地下降随后又逐渐上升。这是由于特征 X 射线逃逸(产生逃逸峰)以及入射光子在 Ge 死层中的显著吸收造成的。在 Si(Li)中，这一现象不容易看到。③Si(Li)的稳定性好些，在低温下漏电流小。④Si(Li)对高能 γ 射线更不灵敏，因而高能 γ 和本底的干扰更小。使用 Si(Li)的能量范围一般在 50keV 以内，当能量大于 50keV 后，Si(Li)的探测效率太低，必须使用 HPGe。下面以 Si(Li)探测器为例作简要介绍。

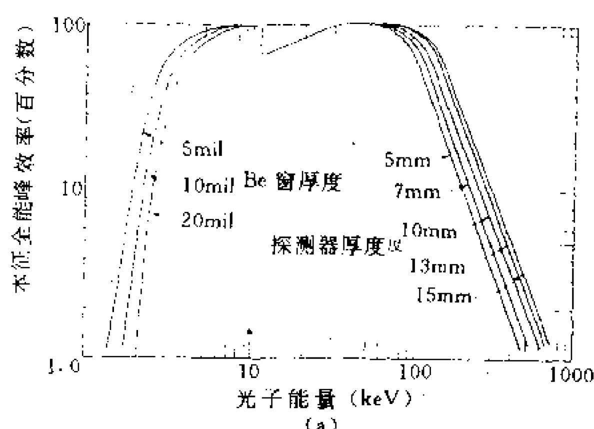
Si(Li)探测器探头部分包括 Si(Li)半导体、被致冷的前置放大器、装有 Si(Li)的真空室、盛装液氮的杜瓦瓶。真空室用不锈钢材料做成，入射窗用 Be 片封装。Be 片厚度根据所测射线能量需要可在 0.0075 到 0.025mm 之间选择，能量越低，选择厚度应越薄。Si(Li)半导体面积 10～50mm^2，本征区厚度 3～7mm。半导体 n^+ 层约有几百微米，P 层喷涂薄层金属，厚 20～30μg/cm^2，此厚度对几千电子伏以上射线的吸收可以忽略，X 射线由此面射入。

以 ORTEC 公司的典型产品为例，能量分辨率的一般指标如表 10.1 所示。

表 10.1 Si(Li)分辨率的典型数据

Si(Li)灵敏区面积(mm^2)/直径(mm)	12.5/4	30/6	80/10	200/16
FWHM，eV(对^{55}Fe 的 5.9keV)	165～205	175～215	190～230	285～325

虽然影响能量分辨率的因素是很多的，就目前来说，可以认为在低能范围内小面积探测器，分辨率主要由统计涨落与电子学噪声水平所决定，可按 $FWHM=2.36(FwE)^{1/2}$估计谱仪的极限分辨率。对 Si 若取 $F=0.10$，$w=3.61eV$，对于 $E=5.9keV$，按上式估算 FWHM 为 100eV。将此值与表 10.1 中数据作比较可以看出，在低能区电子学噪声带来的线宽是很大的。



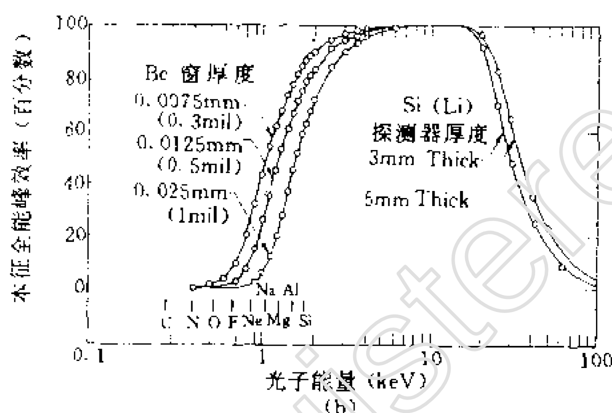


图 10.24 HPG(a)与 Si(Li)(b)探测效率随能量的变化[1]
图中画出 Be 窗与探测器的厚度

这就说明,发展和改进前置放大器是发展半导体谱仪很重要的方面。

考虑光电效应的吸收,对 Si(Li)所作的效率计算见图 10.24(b)。在高能端,效率的降低是由于光电效应截面逐渐降低的结果。当 Si(Li)本征区厚度增加时,效率有所增加,但总的说,Si(Li)不适于测量 50keV 以上的 γ 光子。准确的效率刻度还是要用标准源直接测定[14]。

除了 Be 窗的吸收外,影响低能 X 射线的能量下限主要是 X 射线在进入 Be 窗前在空气中的衰减。为减少空气的吸收,现在已发展使用真空抽气装置或充以 He 气,这样可使探测能量下限接近无空气介质的水平。

半导体探测器的能量线性很好,非线性不超过±100eV,但在 10keV 以下线性稍许变差,其原因看来不是由半导体材料的基本特性决定的,而是射线能量在死层中的部分损失或在晶体中的边缘损失引起的。

与 NaI(Tl)或正比计数器的情况不同,在 Si(Li)或 HPGe 中,低能 X 射线的能谱上仍有显著的康普顿坪存在,这是由于 Si、Ge 的原子序数比 I 或 Xe 的要小,因而射线在晶体中康普顿散射作用相对说较大,图 10.25 说明了这一情况。在 NaI(Tl)或正比管类似的谱形中,基本上看不到康普顿坪。在复杂的 X 射线测量中,康普顿坪的存在使谱的分析变得复杂。

第五节　符合反符合谱仪

单晶 γ 谱仪测到的能谱一般比较复杂，这是由于对每一能量尤其高能区的 γ 射线在谱形上都有好几个峰(如全能峰，逃逸峰)和康普顿坪与之对应，这样对于包含多种能量的复杂 γ 谱的分析极其困难。目前已发展了多种谱仪装置，它们的探头具有两个或多个晶体并使用符合或反符合技术，使得每一能量只产生一个峰或尽量增强某个峰而抑制谱的其它部分，这样测到的能谱就变得简单，特别适用于多种核素的 γ 能谱分析。本节首先介绍几种符合反符合谱仪装置[3,21]，然后介绍 γ 能谱的符合测量，特别是多探头符合测量方法[22]。

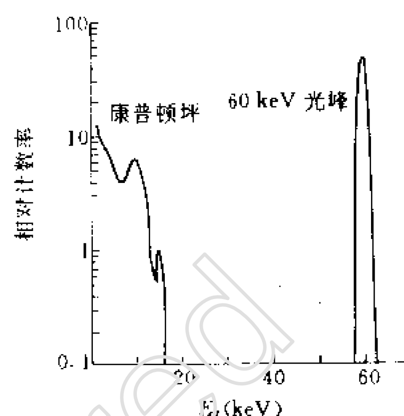


图 10.25　60keV 射线在 Si(Li)中的谱线

一、全吸收反符合谱仪

全吸收反符合谱仪能有效地抑制康普顿坪和逃逸峰，从而使单晶谱仪在所测能谱上尽量突出全能峰。它通过两个方面实现这种改进：①尽可能采用体积大的主晶体，当体积增大时，可通过增大累计效应来增强全能峰。②采用第二个包围在主晶体外面的晶体，并使用反符合技术。这样仅当主晶体单独有输出即相当于在其中产生全能峰事件时，该输出才能被记录和分析；而当两个晶体同时有输出，即相当于在主晶体内发生康普顿散射或电子对效应并有次级光子逸出而在外围晶体中被吸收时，就用外围晶体的输出通过反符合阻止主晶体输出的记录和分析。

文献上发表过不少关于全吸收反符合谱仪装置的描述。作为例子，图 10.26画出了一个谱仪探头示意图，探测器为 NaI(Tl)，主晶体直径为 5.8cm，长为 15.2cm，外围晶体外径 20.3cm，长为 30.5cm。这一装置对 0.662MeV γ 射线的能量分辨率为 9%，对 6.1MeV 为 3%。在同一图上也画出了用这一谱仪和用 76mm×76mm 的单晶谱仪对 ^{24}Na 测到的 γ 谱。由此可以看出全吸收反符合谱仪的明显效果，它突出了全能峰，使康普顿坪大大降低，完全消除了双逃逸峰。这一谱仪对 4.43MeV 的 γ 射线可使康普顿坪降低到原值的 1/7，对 6.1MeV，降低到原值的 1/5。它还使 0～3MeV 内的本底计数降到原值的 1/4 左右。

全吸收谱仪也可以用 Ge 探测器作为主晶体，这样可以大大提高能量分辨率。图 10.27(a)即为这种装置的示意图，Ge(Li)体积为 65cm^3(直径 4.6cm，长 4cm)；外围晶体是井型，它由一个环状 NaI(Tl)和一个圆柱状的 NaI(Tl)(直径 14cm，高 10.2cm)拼成。该装置主要用来分析环境监测的放射性样品。待测样品放于井中的 Ge(Li)晶体下面。为了减少本底，探头外围有铅屏蔽。图 10.27(b)中画出了该装置在使用反符合与不使用反符合时对 ^{137}Cs 源测到的能谱。采用反符合时，康普顿边缘降低到原来的 1/18，峰康比为 780∶1。

为了保证谱仪的良好性能，一般说应注意以下几个问题：

(1)主晶体的选择。谱仪的基本性能，如能量分辨率和探测效率，仍由主晶体决定，它可以选用 NaI(Tl)或高纯 Ge，主要取决于对分辨率和探测效率的要求。为突出全能峰，主晶体尺寸

应尽可能选得大些。但太大的晶体除了本身制造困难、价格昂贵和分辨率易受到影响外，也必然要求外围晶体体积加大。对 NaI(Tl)，常选用直径为 76～150mm 的晶体。

(2)*反符合环*。外围晶体有时称反符合环，早期多选用 NaI(Tl)、液体或塑料闪烁体，近年来发展起来的 BGO 晶体作为反符合环可大大减小体积。为了具有好的反符合效果，提高峰康比，它应有足够的厚度以便有效地吸收从主晶体逃逸出来的光子。它的发光效率应足够高和均匀，以使可测到的逃逸光子的能量下限更低些。

(3)*在几何结构安排上，反符合环应尽可能地包住主晶体*。从图 10.26 中可以看到在全能峰的左侧有一个康普顿边缘的小凸起，这是由于从主晶体逃逸的反散射光子从反符合环的开口部位逸出，未能经过反符合加以抑制。在环状晶体和主晶体间要尽量减少不必要的结构材料，以防止逃逸光子未能进

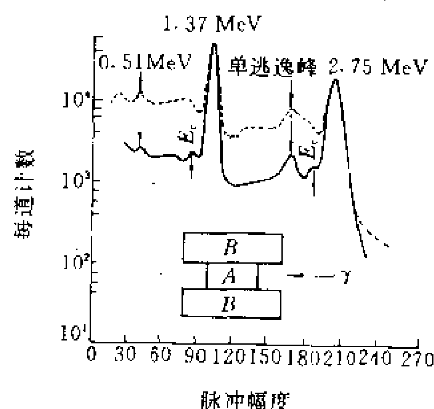


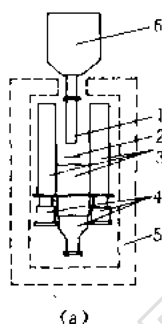
图 10.26 全吸收谱仪探头和所测到的^{24}Na 谱

——反符合谱仪；

……89mm×76mm 单晶谱仪；

E_C——康普顿边缘突起；A——主晶体；

B——反符合环



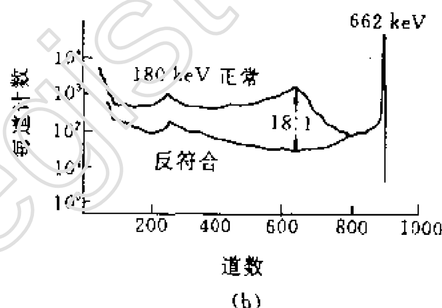


图 10.27 (a)主晶体为 Ge(Li)的反符合谱仪和(b)所测到的^{137}Cs 谱

1——Ge(Li)晶体，2——放射性样品，3——NaI(Tl)晶体，4——光电倍增管，5——铅屏蔽，6——低温恒温器

入环状晶体就被结构材料吸收掉；也要防止和减少入射光子直接照射在结构材料和环状晶体上，否则会增加环状晶体计数和反散射计数。

二、康普顿谱仪

康普顿谱仪又称双晶符合谱仪，其基本原理如图 10.28 所示。它的实质是对康普顿反冲电子 和散射到一定角度的光子进行符合测量，从而得出反冲到一定方向的反冲电子的能量。当入射光子在主晶体 A 中发生一定角度(150°左右)的康普顿散射并使散射光子进入外围的晶体 B 中被吸收收时，这时 A 中的输出信号才得到分析；反之，对应于 A 中的全吸收或其它角度

散射的输出则不给予分析。因此，对每一单能γ射线基本上得到一个单峰的谱形。

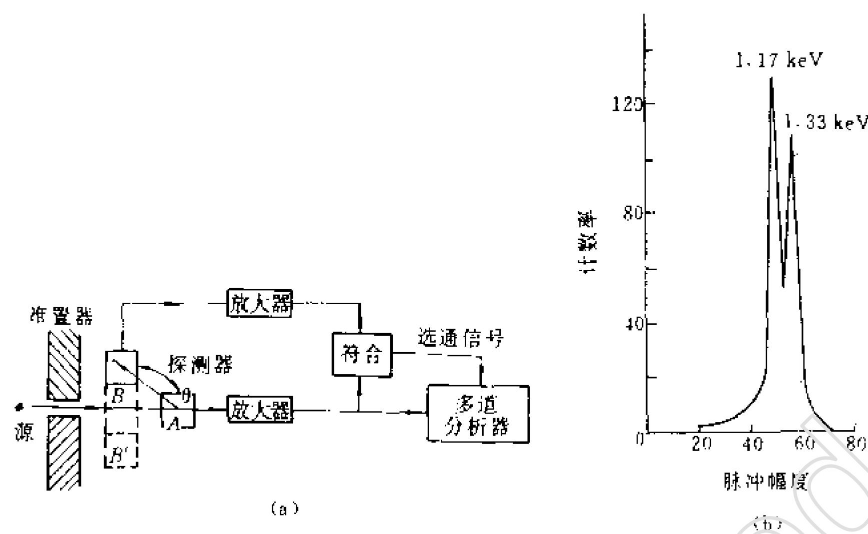


图 10.28 康普顿谱仪的原理图(a)和测到的 ^{60}Co 谱(b)

通常选择散射角 θ 为 150°左右，这是因为当 θ 在 140～180°范围内，反冲电子能量随 θ 角变化不大并几乎等于它的最大能量，而散射光子能量最小，易被晶体 B 吸收。例如，当 E_γ = 1MeV 时，对应于 140～180°的反冲电子能量为 0.80～0.78MeV。这样就不一定需要使散射角严格为 150°，因而可以选择较大晶体 B，使得在不太影响谱线宽度的情况下增加探测散射光子的立体角。

总地说来，康普顿谱仪的探测效率比较低，只有 10^{-3}～10^{-4}左右。这是因为它只记录了发生康普顿散射的一部分光子而且要求对入射光子作很好地准直。由于所分析的反冲电子能量比光电子能量稍低些以及康普顿散射角有一定的扩展，谱仪的分辨率要变差些。另外，若放射源有级联辐射，或者在电子对生成中产生湮没辐射，它们会同时在两个探测器中产生脉冲而造成一定程度的干扰。这种谱仪适用的γ射线能量范围为 1～3MeV。

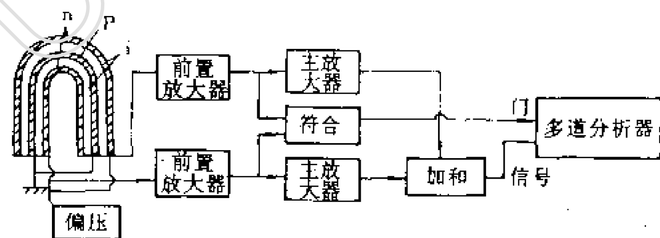


图 10.29 康普顿加和谱仪方块图

康普顿谱仪的一种改进是康普顿加和谱仪。它的一个例子见图 10.29，探头部分是用一个锂漂移的 P 型锗圆柱体做成的两个独立的探测器。所分析的信号是γ射线在两个探测器之间

由于多次作用产生的全吸收事件。例如，当 γ 光子在一个探测器中通过康普顿散射被吸收时，散射光子同时也在另一个探测器中被吸收。电子学线路上，一方面利用探测器的符合输出作为多道的门控信号，另一方面把两个探测器的输出进行加和。分析这种加和的脉冲，得到没有康普顿坪的全能峰。在这种谱仪中，由于构成全能峰的脉冲既可以来自康普顿散射，也可来自电子对效应，同时由于探测器立体角大大改善，因而谱仪的探测效率和能量范围可以得到很大提高。

三、电子对谱仪

电子对谱仪用来探测 2MeV 以上的高能 γ 射线，它的探头布置示意图见图 10.30。一个中心探测器被两侧的两个探测器包围着。γ 射线准直后射到中心探测器上，三个探测器的输出送入符合电路，符合输出作为多道分析器的门控信号，分析和记录中心探测器的输出信号。这样的安排使得中心探测器的输出仅当两侧探测器也同时有输出时才得到分析，即仅当 γ 光子在中心探测器产生电子对效应并且产生的两个湮没光子分别被两探测器记录时，这时中心探测器的输出，即双逃逸脉冲(相当于 E_γ-1.02MeV)，才得到分析，其它相应于全能峰、单逃逸峰、康普顿坪的脉冲都去掉了，对应于每种能量的 γ 射线只得到一个双逃逸峰。

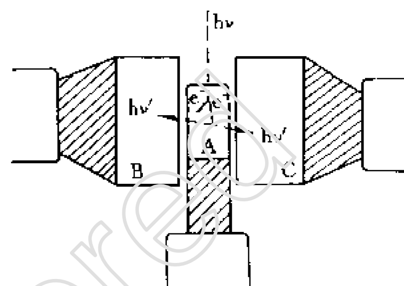


图 10.30　电子对谱仪布置示意图
A——中心探测器，B、C——两侧探测器

中心探测器可用 NaI(Tl)，也可以用 Ge，两侧可用 NaI(Tl)或 BGO。作为一个例子，一个电子对谱仪其中心探测器为 30cm³ 的同轴型 Ge(Li)，两侧是两个直径 15.2cm 厚 7.6cm 的 NaI(Tl)。

为了使结构简单和提高探测效率，两侧的两个探测器还可以用一个大碘化钠环来代替，与此相应，要用一个单道分析器来选择在碘化钠环中由两个 0.511MeV 的湮没光子所产生的脉冲，用它作为符合的一个输入。但是，在这样的安排中，不仅两个湮没光子的和脉冲可以产生符合输出，满足一定能量关系(为 1.02MeV)的康普顿散射光子也可以产生符合输出。为了只分析在电子对效应中产生的双逃逸脉冲，文献[23]指出，利用两个湮没光子和单个散射光子在碘化钠环中产生的脉冲分布不一样的特性(前者均匀些)，把连接环状晶体的几个光电倍增管分成两组并在后面分别接上单道分析器和设计合适的阈窗，可以把湮没光子和散散光子(虽然能量都为 1.02MeV)各自产生的脉冲区分开来。

电子对谱仪和全吸收反康符合谱仪在使用上是相互补充的，前者适于探测高能 γ 射线，后者适宜低能 γ 射线。实际上这两种谱仪在探头结构上基本相同，只要简单地改换相应的电子学线路单元就可以从这种谱仪转换成另一种谱仪，这样就可以利用一套装置在很宽的能量范围内进行 γ 谱的测量。

四、多探头符合能谱仪

自 70 年代以来，随着重离子加速器的发展，原子核物理的研究进入了一个新的领域。一方面，由于重离子核反应可以产生原子核的非常高的自旋态，而高自旋态下的核具有许多新的特

性；另一方面，用重离子核反应可以产生许多寿命极短的新核素，而这些新核素能级结构的研究也是人们非常关注的问题。这样，就发展起来一种新的实验技术——在束γ谱实验。所谓"在束"，就是用重离子束打在靶上，产生新的核态，这些核态在极短的时间内退激或衰变时，产生多级联γ射线，同时用探测器测量并记录这些γ射线的信息。为适应这种实验测量，世界上不少实验室建立了多探头符合测量装置[22]，这些测量装置的基本原理是建立在同一核素中发出的级联γ射线在不同的探测器中引起的符合为基础的。

最简单的情况是两个探测器的符合，如图 10.31 所示，实际上是一种快慢符合系统，当用它来测量象^{60}Co这样的核素时，上下两个单道的阈、窗要分别放置在对应于 1.33 与 1.17MeV 的全能峰位置。这时只有^{60}Co级联发射的两个光子对应地在上下两个探测器中引起全吸收时，多道分析器才能接到门控信号并测到来自下探测器的 1.17MeV 的全能峰，表明 1.33 与 1.17MeV 两个γ射线有级联关系。

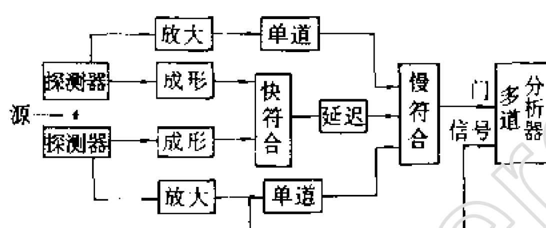


图 10.31 用快慢符合系统测量能谱

在束γ谱的实验装置要复杂得多，一般采用多个甚至几十上百个 HPGe 或 Ge(Li)探测器，放在靶室周围，进行任意两个探测器之间的γ-γ符合事件测量以取得级联跃迁的信息。为了减少康普顿散射的影响，尽量突出全能峰，在每个 Ge 探测器外围包以经过精心设计的 BGO

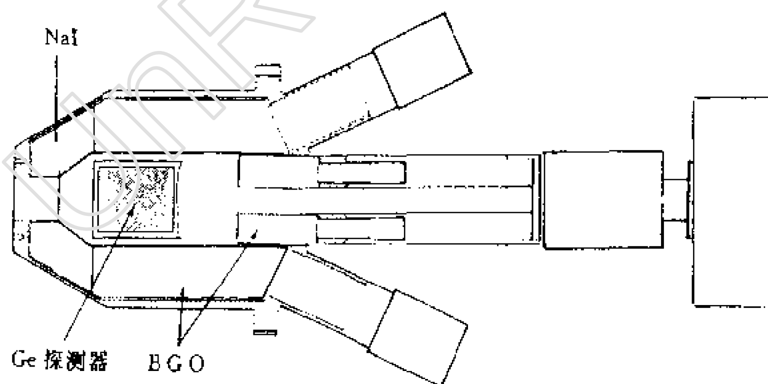


图 10.32 一种"康普顿屏蔽"的 Ge 探测器示意图
引自文献[22]P124 页

或 NaI(Tl)反符合晶体，称为"康普顿屏蔽"，其原理与前面讲的全吸收反符合谱仪相似。图 10.32为这种探测器的典型示意图[22]，中间为 Ge 晶体，四周包以 8 个单元的 BGO 晶体，BGO

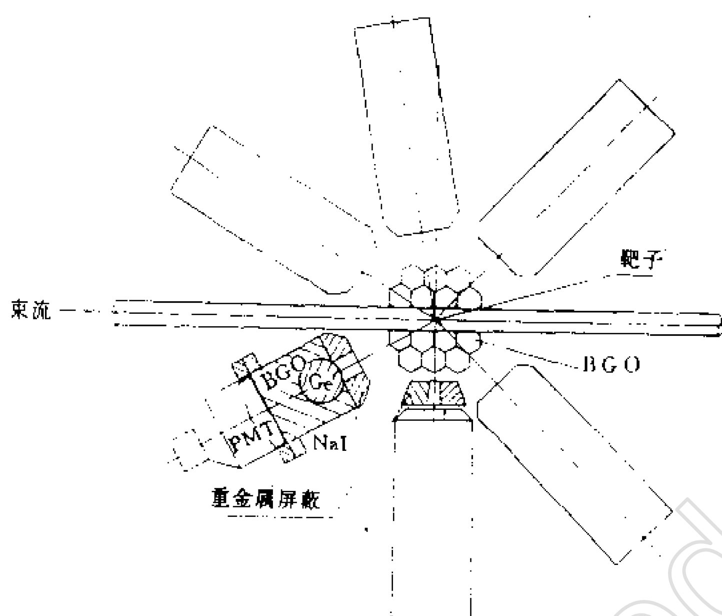


图 10.33　中国原子能科学研究院与中科院兰州近代物理所联合研制的多探头测量系统示意图

晶体的前端为Na(Tl)晶体，顶部加上4cm厚的准直器。用8个光电倍增管引出BGO的信号与Ge探测器信号进行反符合。多个这样的“康普顿屏蔽”Ge探测器组成一个探测系统。图10.33为我国原子能科学研究院与中国科学院兰州近代物理研究所研制的探测系统示意图。在这套探测系统中，在Ge探测器内部还加上多个BGO晶体，称为“多重过滤器”，这些信号被引出后可进行符合相加，以选出达到一定重数的符合事件再与外面的各个Ge探测器符合，目的是选出高自旋多级联跃迁事件，减少低重符合的干扰。由于总的探测器立体角的增大，探测效率大为提高，充分利用宝贵的加速器束流时间，使探测极弱γ事件成为可能。

图10.34为此谱仪γ-γ符合测量线路的框图[24]，图中探测器部分只画出一路。由BGO和Ge探测器产生的输出脉冲经恒比定时分析器后，送入反符合线路A，反符合输出去掉大部分康普顿事件，留下的主要是Ge探测器的全能峰事件。反符合分三路输出。上面一路与别的探测器一起输入扇入单元，以取得一时间信息。中间一路送入多重逻辑单元B，在这里实现不同Ge探测器之间的γ-γ符合，一般当两个或两个以上的事件同时到达，多重逻辑单元就有信号输出。经B选出的符合事件经过一扇出单元后分成多路，上路输出到TAC，与扇入单元来的信号一起给出一个符合事件的时间信息，TAC输出经ADC变换后输到计算机中。扇出单元的另外几路分送到各个探测器的符合单元C，此符合单元还接受反符合单元A的下路输出信号，符合的输出开启Ge探测器能量信号的ADC门，ADC的输出送入计算机获取该Ge探测器的能量信息。

数据记录由计算机记录在磁带上，在规定的分辨时间内只要有两个或两个以上的γ信号到达B，计算机就给出开门信号，分别记录下每个探测器的时间、能量等信息，称为“一个事件”，记录时一个事件接一个事件的顺序排列，标志着一个核接一个核退激所产生的级联γ射线的测量信号，称为“在线获取数据”。实验完成后，整个数据已记录在磁带上，以进行“离线分

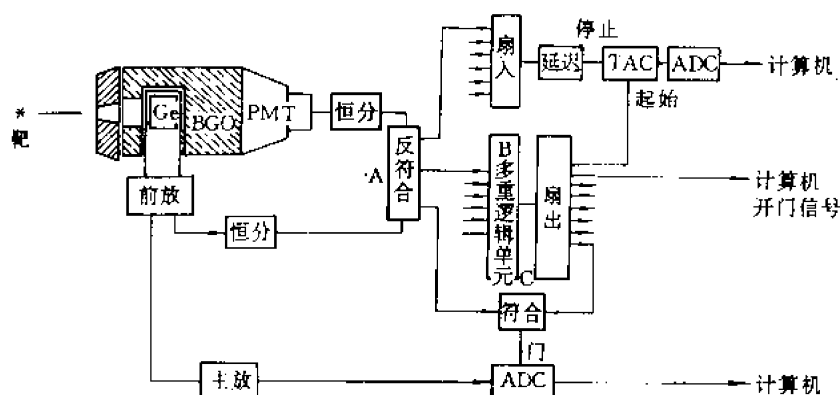


图 10.34 用于有 BGO 康普顿屏蔽的 γ-γ 符合测量线路的框图，
图中仅画出一路，其余各路用箭头表示(引自文献[24]，636 页)
A——去除康普顿事件，B——实现 γ-γ 符合，C——鉴别该路是否参与 γ-γ 符合

析与处理”。分析的方法在下节中简述。

目前欧美一些实验室已建造了用几十个上百个单元组成的多探头符合装置，以满足实验研究的需要。

第六节 γ 能谱的数据分析

实际测量中 γ 射线的谱形是极其复杂的，其原因是除了本底与干扰等因素的影响外，所测谱中含有多种能量的强度不同的 γ 射线，这些 γ 射线的单能谱加在一起都在输出谱形中出现，特别是能量很接近的 γ 射线，往往以重峰形式出现，而强度弱的 γ 谱线又容易被强峰或本底所掩盖。复杂的 γ 谱中往往包含几十条甚至上千条入射 γ 射线的信息。所以对所测 γ 射线的能谱进行分析与处理是一个很重要的问题。

一般讲，根据测量的目的，对 γ 谱的数据处理可分为两类，其一是确定源发出的 γ 射线的能量与强度，从所测能量与强度，可获知样品中某元素的含量，或识别未知元素含量，也可确定核反应产生的未知 γ 射线等。其二是对某一核素的高激发态的退激 γ 谱或衰变 γ 谱进行 γ-γ 符合分析，以确定所测 γ 射线在能级图中的位置，从而建立起新的能级图。相比而言，前一方面的内容比较广泛，应用的方面很多，对 γ 谱的数据分析的论著也很多，详细的论述可参考文献[11]，后一部分的工作面相对窄些，数据分析的论著较少。本节限于篇幅，只对数据分析中的一些问题作简要的论述。第一部分论述在解谱中基本的问题——峰面积的求法，第二部分论述对 NaI(Tl)γ 谱的解析，第三部分结合一个具体程序，说明对 Ge 探测器 γ 谱的解析方法，第四部分说明多探头 γ-γ 符合的数据分析方法。

一、峰面积的求法

在进行 γ 谱仪的效率刻度与 γ 能谱分析中，都要从实验测量中求出特征峰的面积，从而定出 γ 射线的强度。确定峰面积的方法很多[14]，原则上可以分为两类：一类叫计数相加法，此法

比较简单，将峰内测到的各道计数按一定的规律直接相加，但只适于确定单峰面积；另一类叫函数拟合法，将所测到的数据拟合某个函数，然后将这个函数积分得到峰面积，这种方法计算工作量大，需在计算机中完成，但求出的峰面积精确度较高，尤其适合于重峰的分解。下面简略地说明这两种方法。

1. 计数相加法

计数相加法按照扣除本底和选取边界道方法的不同，可分为全峰面积(TPA)法，科沃尔(Covell)峰面积法，瓦森(Wasson)峰面积法，斯托林斯基(Sterlinski)峰面积法，奎特纳(Quittner)峰面积法等。这里仅介绍全峰面积(TPA)法，它是最常用的一种方法，其它方法可参考文献[11]。

全峰面积法要求把属于峰内的所有脉冲计数加起来，本底是按直线变化趋势加以扣除，见图 10.35。首先确定峰的左右边界道，一般可选在峰两侧的峰谷位置，或者选在本底直线与峰相切的那两道上。设左边界道址为 l，右边界道址为 r，则峰所占道数为 $r-l+1$。然后，求出峰内各道计数的总和：

$$T = \sum_{i=l}^{r} y_i$$

式中，y_i 为峰内第 i 道的计数。接着计算本底面积 B，可按梯形面积计算，即

$$B = \frac{1}{2}(y_l + y_r)(r - l + 1)$$

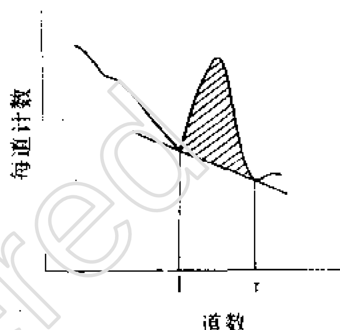


图 10.35　计数相加法峰面积计算法

然后求出峰内净计数面积即峰面积，以 N 表示

$$N = T - B = \sum_{i=l}^{r} y_i - \frac{1}{2}(y_l + y_r)(r - l + 1) \tag{10.31}$$

在峰面积的确定中，有种种原因会引起误差。全峰面积法中的误差主要来自两个方面。①本底按直线变化趋势扣除是否正确，这要看峰区本底计数变化的实际情况。这个本底不限于谱仪本身的本底计数，还包括样品中其它高能 γ 射线康普顿坪的干扰。在测量孤立峰或单一能量的射线时，峰受其它射线的干扰小，按直线本底考虑问题不大。在测量多种能量射线时，则峰可能落在其它谱线的康普顿边缘或落在其它的小峰上，按直线本底考虑就会造成很大涨落。在实际工作中，应对本底仔细分析，小心处理。在全能峰面积法中，由于对峰所采用的道数较多，本底按直线考虑容易偏离实际情况，因此，此方法容易受到本底扣除不准的影响。②计数统计误差。将 10.31 式改写一下，按统计误差公式计算，可得如下结果：

$$N = \sum_{l+1}^{r-1} y_i + (y_l + y_r)(1 - r + l)/2$$

$$\begin{aligned}
\sigma_N^2 &= \sum_{l}^{r} y_i - (y_l + y_r) + (y_l + y_r)(1 - r + l)^2/4 \\
&= T + \frac{1}{2}(r - l - 3)B \\
&= N + \frac{1}{2}(r - l - 1)B
\end{aligned} \tag{10.32}$$

可以看出，峰面积的方差$\sigma_N{}^2$与 N、B 这两块面积有关，但 B 的系数因子是 $\frac{1}{2}(r-l-1)$，而 N 的系数因子是 1，因此，本底面积的大小对峰面积的误差有较大贡献。为了减少统计误差，计算本底面积时，边界道计数可以取边界附近几道计数的平均值。以上两种误差都与计算峰面积时峰占的道数有关。为减少误差，峰的道数不宜取得太多，故又提出其它方法。与其它方法相比，全峰面积法是有不足之处，但它利用了峰内的全部脉冲数，受峰的漂移和分辨率变化的影响最小，同时也比较简单，因此仍是一种常用的方法。

2. 函数拟合法

其基本思路是根据所测量的峰区数据，把峰用一个已知的函数来描述，然后求出有关的参数（如峰高，半宽度等），峰的面积可以通过对这个函数的积分运算求出。例如，假设一个峰能用一个高斯函数来描述，即在峰区内各道计数 $y(x)$ 与道数 x 的关系为：

$$y(x) = y_0 e^{-(x-x_0)^2/2\sigma^2} \tag{10.33}$$

式中，x_0 为峰中心道数，y_0 为峰中心计数，即 $y_0 = y(x_0)$，σ 是描述峰分布宽窄的一个参量（均方根差）。由（1.83）式可知，它与半宽度（FWHM）的关系为：

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma = 2.355\sigma \tag{10.34}$$

若峰的参数 y_0、σ 已知，则峰的面积 N 可通过积分计算得到：

$$\begin{aligned} N &= \int_{-\infty}^{\infty} y(x)\mathrm{d}x = \int_{-\infty}^{\infty} y_0 e^{-(x-x_0)^2/2\sigma^2}\mathrm{d}x \\ &= \sqrt{2\pi}\sigma y_0 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}}(\text{FWHM})y_0 \\ &= 1.065(\text{FWHM})y_0 \end{aligned} \tag{10.35}$$

上式中的峰高 y_0 与半宽度 FWHM 可以用不同的方法求出。最直观的一种方法是在画出谱的峰形后扣除本底（穿过峰底的一条直线或曲线），然后从峰形上画出 y_0 与 FWHM。另一种方法是根据半宽度刻度曲线求出相应于所求峰的半宽度来，然后用图解法在峰形上找出宽度与这个半宽度相等之点，由此可以测量此半宽度以上至峰顶的距离，该值的两倍就是该峰的峰高。还有一种所谓的矩方法，在该方法中把全能峰看成是服从高斯分布的函数，因此峰的中心道数和方差可由分布的一阶和二阶矩求出：

峰位 x_0：
$$x_0 = \frac{\sum x_i y_i}{\sum y_i} \tag{10.36}$$

方差 σ^2：
$$\sigma^2 = \overline{x^2} - \overline{x}^2 = \frac{\sum x_i{}^2 y_i}{y_i} - x_0{}^2 \tag{10.37}$$

然后再利用（10.34）式求出峰的半宽度。

实际的峰形与高斯函数的描述有很大差异，为了准确计算峰面积就必须找出能够确切地描述峰形的函数形式。各种峰形函数的形式可参阅文献[11]中的 630 页。假定这个函数形式已选定，求峰面积可分两步进行：第一步是使所测到的峰区数据拟合于所选择的函数，函数的参量要用非线性最小二乘法求出。第二步是积分求这个函数或是利用已得到的积分公式的参量代入求得峰面积，这种方法叫函数拟合法。关于非线性最小二乘法的数学方法及函数拟合参

量的求解可参阅文献[11]。

二、NaI(Tl)γ射线谱的解析

当分析较多的放射性核素的混合样品时，由于许多能量的γ射线能谱混在一起，谱形比较复杂，特别是用NaI(Tl)谱仪测量时，由于能量分辨率的限制，峰之间的互相重迭甚至不能区分，这就需要对复杂的能谱进行解析才能得到各种射线的能量和强度，从而进一步确定样品的组分和含量，这一解析工作也称为解谱。

对NaI(Tl)的解谱方法较早期的有剥谱法和逆矩阵法。随着电子计算机的发展，又发展起多种方法，如函数拟合法，权重最小二乘法等。文献[15]对用计算机解谱的方法作了详细地讨论，这里仅扼要介绍一下逆矩阵法[25]与权重最小二乘法。

1. 逆矩阵法

假定混合样品由几种放射性核素组成，这些核素的种类已知，但它们的放射性强度x_j($j=1,2,\cdots n$)未知，要由解谱来确定。在实验中，应对每种组成核素建立标准谱，并对每种核素确定一个能标志该种核素的道域，称为特征道域，一般选在有主要分支比的能表征该核素而又能区别其它核素的全能峰上。道域序数用i表示($i=1,2,\cdots n$)。为了确定各个道域计数的贡献，定义响应系数a_{ij}如下：

$$a_{ij}=\frac{\text{第}\,j\,\text{种成份在第}\,i\,\text{道域中的计数率}}{\text{第}\,j\,\text{种成份的衰变率}} \tag{10.38}$$

上式中，a_{ij}(注意脚标i、j的顺序)的物理意义为单位衰变率的第j种成份在第i道域上所能引起的计数率。a_{ij}可以根据标准谱得到，也可以利用标准源直接测量各道域中的计数得到。在所测待分析的样品当中，强度为x_j的第j种成份在第i道域中的计数率贡献是$a_{ij}x_j$。

对混合样品，要测量在各个特征道域中所引起的计数。设在第i道域，混合样品的计数率为m_i($i=1,2,\cdots n$)，它应为各成分核素分别在该道域引起的计数率之和，即

$$\sum_{j=1}^{n}a_{ij}x_j=m_i(i=1,2,\cdots n) \tag{10.39}$$

这样就得到一个包含n个未知数x_j($j=1,2,\cdots n$)由n个方程式组成的方程组。由于各标准谱互不相同，此方程式是互相独立的，因此解方程组可求出n个未知强度x_i来。

方程组的解法之一是逆矩阵法，方法如下：

将(10.39)式改写成矩阵形式

$$\boldsymbol{AX}=\boldsymbol{M}$$

$\boldsymbol{A}$为a_{ij}集合而形成的矩阵，称为谱仪的响应矩阵，$\boldsymbol{X}$为未知量x_j组成的列矩阵，$\boldsymbol{M}$为各道域计数率组成的列矩阵。

然后由矩阵$\boldsymbol{A}$计算出它的逆矩阵$\boldsymbol{A}^{-1}$，即

$$\boldsymbol{A}^{-1}=\frac{1}{|\boldsymbol{A}|}\boldsymbol{P}^{T}$$

式中，$|\boldsymbol{A}|$是矩阵$\boldsymbol{A}$所对应的行列式值，$\boldsymbol{P}^{T}$是$\boldsymbol{P}$的转置矩阵，而$\boldsymbol{P}$是矩阵$\boldsymbol{A}$的每一元素的代数余子式组成的矩阵，即

$P_{ij}=(-1)^{i+j}$[去掉$\boldsymbol{A}$矩阵中的第i行和第j列后组成的行列式]

由此可以得到方程组的解为

$$X = A^{-1}M，即$$

$$x_j = \sum_{i=1}^{n} a_{ji}^{-1} m_i (i = 1,2,\cdots n) \quad (10.40)$$

a_{ij}^{-1}为逆矩阵中的第 j 行第 i 列元素。若分析组成核素相同的样品并保持谱仪测量条件不变的话，此时谱仪的响应系数及相应的逆矩阵也没有变化。它们一经确定后，在每次分析样品时只要把在几个特征道域中测到的计数代入上式就可以得到结果。

关于逆矩阵法的误差分析，可参阅文献[11]第 435～441 页。

2. 权重最小二乘法

权重最小二乘法是把一个可变强度的标准谱系列的合成谱与实验测得的多能量 γ 射线脉冲高度谱相拟合，经改变标准谱系列的相对强度进行迭代，达到较好的拟合优度[26]。此方法可以在更多的道域上建立计数值与各成分含量之间的关系，充分利用实验所测数据，因而精度较高。

设样品中有 P 种核素成分，取 n 个道域数（通常每道算一个道域），$n > p$，类似于逆矩阵法，在每道上可以建立方程：

$$\sum_{j=1}^{p} a_{ij} x_j = y_i \quad , \quad (i = 1,2,\cdots n) \quad (10.41)$$

这里，y_i 表示第 i 道上测到的计数率，a_{ij}和 x_j 的意义同前。注意，a_{ij}和 x_j 也可以有另外的定义，如若 a_{ij}为第 j 种成分的标准源在第 i 道上的计数率，则 x_j 为样品中第 j 种成分相对于标准源的强度。

由于每道计数 y_i 有统计误差，可假定每道上计数残差为

$$\Delta_i = y_i - \sum_{j=1}^{p} a_{ij} x_j$$

则残差的平方和为

$$\sum_{i=1}^{n} (y_i - \sum_{j=1}^{p} a_{ij} x_j)^2$$

按最小二乘法原理，要求上式取极小值。由于每道统计误差不一样，故引入权重因子 ω_i，这样就要求下式：

$$R = \sum_{i=1}^{n} \omega_i (y_i - \sum_{j=1}^{p} a_{ij} x_j)^2 \quad (10.42)$$

为最小，则以下极值条件应满足：

$$\frac{\partial R}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \sum_{j=1}^{n} \omega_i (y_i - \sum_{j=1}^{p} a_{ij} x_j)^2 = 0 \quad (k = 1,2,\cdots P)$$

这样就得到如下的方程组：

$$\sum_{j=1}^{p} (\sum_{i=1}^{n} \omega_i a_{ij} a_{ik}) x_j = \sum_{i=1}^{n} \omega_i a_{ik} y_i \quad (k = 1,2,\cdots P) \quad (10.43)$$

式中的权重因子 ω_i 可取为相应道计数 y_i 的倒数，即 $\omega_i = 1/y_i$。若需要多次拟合，第二次拟合的 ω_i 可以取上次拟合结果$\overline{y_i}$的倒数。上述方程组是一个包括了 P 个未知量 x_j 的由 P 个方程式组成的方程组，解此方程组可以求出 P 个核素的成分 x_j。

方程组(10.43)可改用矩阵形式来写。取 A 为响应系数所组成的矩阵，X 为 P 种成分含量

为 x_j 所组成的列矩阵，$\boldsymbol{Y}$ 为 n 道的计数率 y_i 所组成的列矩阵，$\boldsymbol{W}$ 为权重因子 ω_i 所组成的对角矩阵，(10.40)式写成

$$\boldsymbol{AX} = \boldsymbol{Y}$$

(10.43)式写成：

$$\boldsymbol{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{WAX} = \boldsymbol{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{WY}$$

式中，$\boldsymbol{A}^{\mathrm{T}}$ 为 $\boldsymbol{A}$ 的转置矩阵，于是 $\boldsymbol{X}$ 的解为

$$\boldsymbol{X} = (\boldsymbol{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{WA})^{-1}\boldsymbol{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{WY}$$

由误差理论可以导出 x_j 的方差 ${\sigma_{x_j}}^2$ 为

$${\sigma_{x_j}}^2 = \frac{R}{n-P}(\boldsymbol{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{WA})^{-1}_{jj} \tag{10.44}$$

式中，$(\boldsymbol{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{WA})^{-1}_{jj}$ 是矩阵 $(\boldsymbol{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{WA})^{-1}$ 的第 j 行(j 列)对角元素，$\boldsymbol{R}$ 值为各道计数的残差(拟合值与测量值之差)的平方和，即由(10.42)式所示。$(n-p)$ 称为自由度。

解谱结果的好坏可以通过计算 χ^2 值来检验，其表示式为

$$\chi^2 = \frac{1}{n-p}R \tag{10.45}$$

根据统计理论，χ^2 的理论值应趋于 1。

文献[26]论述了用迭代方法求解方程(10.43)的具体过程。在解谱中，还必须考虑到电子学放大倍数与阈值漂移的校正，γ 谱的平滑，单能 γ 射线响应函数的获得，响应矩阵的建立以及具体迭代过程的处理方法等。程序的方框图如图 10.36 所示，以供参考。程序中，在(10.41)式中的 a_{ij} 与 x_j 用 R_{ij} 与 N_j 来代替，y_i 用 C_i 来代替。

三、Ge 探测器 γ 谱的解析

与 NaI(Tl) 相比，Ge 探测器的最大特点是能量分辨率高，γ 射线的全能峰十分尖锐，即使比较复杂的 γ 射线或多种核素发出的 γ 射线入射，大多数全能峰都能孤立地分开，而且一个完整的谱往往占有很多道数，因此 Ge 探测器 γ 谱的解析方法与 NaI(Tl) 有很大不同，其主要任务是定出各个峰的面积与中心道位，从而定出各个入射 γ 射线的能量与强度。

对 Geγ 谱的峰的分析主要包括下面步骤：①谱数据的光滑；②寻峰及确定待分析的峰区范围；③选用合适的峰面积计算方法计算峰面积及峰位能量；④利用效率刻度求出每个峰所对应的 γ 射线强度，从而进一步求出待测样品的元素含量或放射性活度等。其中最主要的是峰面积的计算，在本节第一部分已作了讨论。

详细的解谱过程可参考文献[11]第六章。近年来，为适应各种测量目的已编制了很多计算机解谱程序，这里举一个典型的分析 Ge(Li)探测器的程序流程图作为例子[17]来说明其运行过程，如图 10.37 所示。此程序用于样品的核素成分的分析。在流程图中，依纵向划分，有三个部分：①用户操作部分。允许用户在程序运行前或运行中输入一些控制信息或参量，或是对中间部分运行结果进行修改或核对；②计算机程序部分。即进行谱分析运算与核素成分与活度的分析运算；③数据文件部分。包括所测的谱数据，预先能量刻度的数据，峰面积拟合函数的峰形参量及已知的核素的数据等。

整个程序分四个部分：

(1)在峰拟合前的刻度与其它的操作运行。

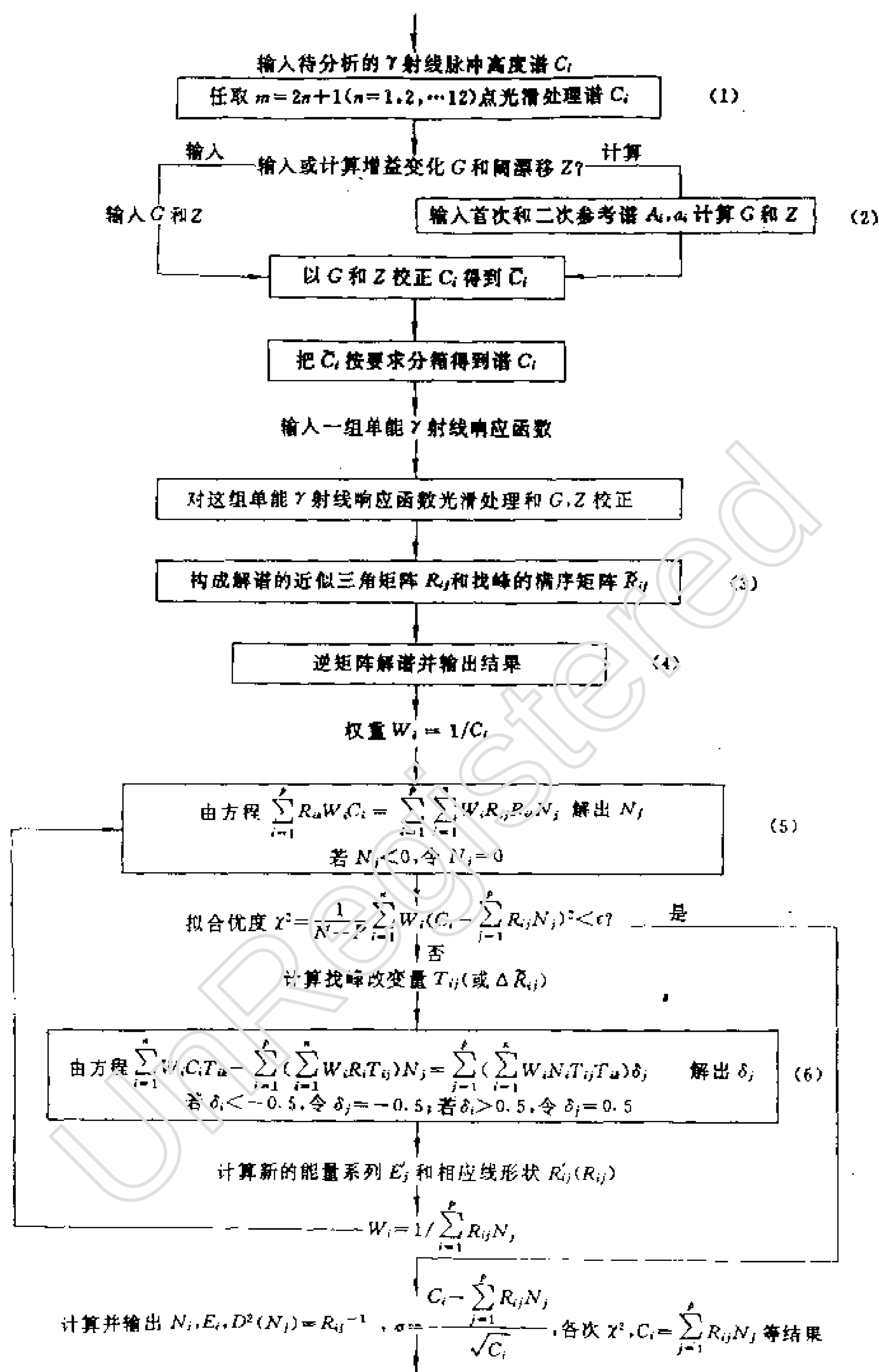


图 10.36　权重最小二乘迭代法解 γ 谱程序方框图，引自文献[26]

(2)进行第一次谱分析定出能量与峰面积，从而定出可能存在的核素成分。

(3)进行第二次谱分析，以定出在第一次识别的核素中有关的其它的 γ 谱的峰面积，这些

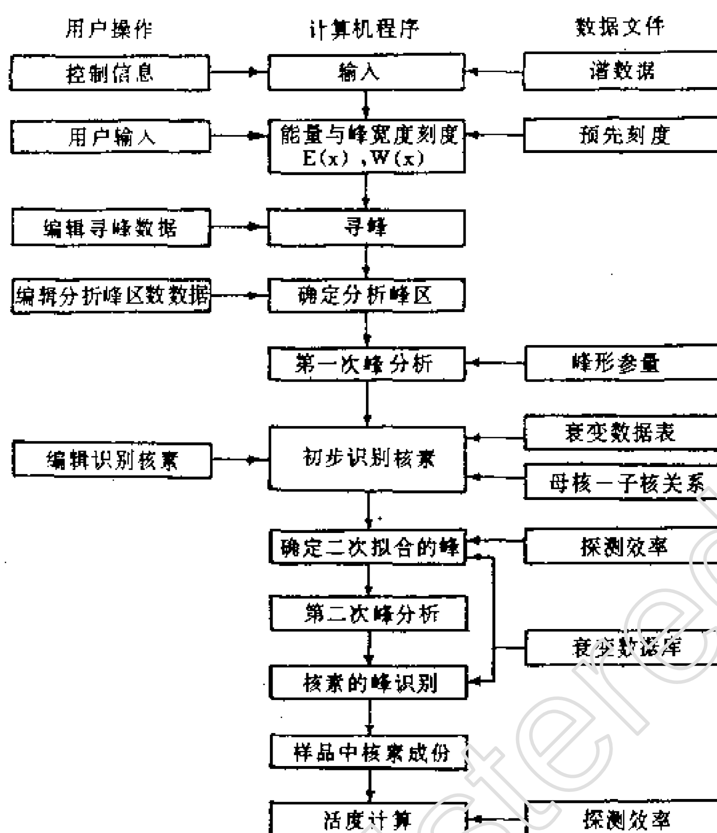


图 10.37　分析 Ge(Li)探测器 γ 谱的程序流程图，
引自文献[17]292 页

峰在第一次分析中没有涉及到。

(4)最后定出核素的成分、活度。

下面分几个问题作进一步说明。

(1)刻度：能量刻度与峰宽刻度函数 $E(x)$与 $W(x)$，其 $E(x)$的形式为(10.5)式的二次多项式，$W(x)$所取的形式为

$$W(x) = (\alpha + \beta \cdot x)^{1/2} \tag{10.46}$$

α、β 为两个要确定的参量。

在程序中，刻度数据可以由用户在运行时输入，若不输入，则采用预先确定的刻度值。用户也可以从计算机显示的谱上选定几个已知能量的单峰，输入这些峰的能量，则程序中就能定出新的刻度参量值。

效率刻度数据：用户须提供在所测量的几何条件下探测效率与 γ 射线能量关系的数据，提供的形式可以是列表，也可以是某种函数形式。

峰形参量：对峰形的拟合函数可选择高斯型或非高斯型的函数形式。对非高斯型的函数赋予除高斯项以外的附加项的参量值。

(2)准备核衰变数据库：将待分析样品中可能存在的核素的衰变数据列成数据表，以备计

算机在分析样品时进行比较。这些数据包括核素的半衰期、原子量、发射γ射线的能量与强度、衰变分支比等等。根据第一次谱分析与第二次谱分析的不同需要，两次数据库的内容有所不同。

(3)寻峰与拟合：刻度参量输入后，在确定的范围内对γ谱进行寻峰，以定出峰的大概位置。根据用户输入的参量数据，决定寻峰的“灵敏度”，即寻得多些或少些，然后确定要拟合的峰区范围。拟合的范围根据实际情况可包含一个峰或多个峰，拟合采用最小二乘法，遇到重峰时进行分解，定出每个峰的峰位及峰面积。第一次拟合得到γ射线的能量与强度，然后将每个γ射线的能量与核数据库中的数值进行比较，初步定出所识别的核素，这样就是每条γ射线对应一个核素，有的程序也可以几条γ射线对应一个核素。当列出的初步核素中没有用户要寻找的某核素时，可以在“编辑识别核素”时加入该核素名或核素链名，进行重新拟合寻找。这样的拟合可反复尝试，直到满意为止。

以上的第一次谱分析中一般选择较强的峰，仅用一条或少数几条γ谱线来确定核素。在很多情况下，每一核素可发出许多的γ谱线，第二次谱分析的任务就是尽可能多的利用别的γ射线以求得活度，同时增加分析的可靠性。即在第二次拟合中要寻找在第一次拟合中所识别的核素的别的γ谱线是否存在。为此，在程序中根据数据库中的数据与第一次拟合中所得的γ射线的峰面积，算出该核素其余峰的峰位与高度，再同谱中对应的道区作比较，若峰位足够高，则列入候选峰中，然后，再对这些候选峰进行拟合，并与已识别的峰进行比较，可以定出这些γ射线的能量与面积。

完成了第二次谱分析后，再将所得到的各γ射线的信息与数据库作比较，以最后确定核素成分。

完成核素成分分析后，再根据已得出的每个核素的众多的γ射线的峰面积，经效率刻度，半衰期等计算，定出各种核素的放射性活度。

四、多探头γ-γ符合的数据分析

在第五节中提到的多探头符合测量装置中，记录到的数据是各探测器间的γ-γ符合数据，并且以逐个事件的形式记录在磁带上，称为“原始事件带”。在“在线获取”实验中，每次实验可获得几十盘甚至上百盘的“原始事件带”，实验完成后，对这些“原始事件带”作进一步的处理与分析，称为“离线分析”，以获得原子核的有关实验数据。最重要的是建立复杂的能级图，包括级联跃迁关系，各跃迁的能量、强度，能级的寿命、自旋、宇称等等。数据分析要在容量较大的计算机上进行，并且要有图形处理终端，以随时观察、处理所测γ能谱。

对γ-γ符合的数据分析一般包括以下步骤：

(1)实验测量能量刻度与效率刻度数据。

(2)对“原始数据带”进行预处理。在获取数据时，各探测系统的增益会有差别，即相同能量的入射γ射线在各个探测器中的输出信号幅度不会完全一致。此外，个别探测器在运行过程中增益会有变化，为此将事件带中的各个探测器的输出幅度数值用能量刻度方程进行变换，对个别中途发生变化的探测器的信号进行校正或剔除，以得到各个探测器对入射能量相同的γ事件其输出脉冲严格一致的幅度信号。这样经过预处理的逐个事件被记录在新的磁带上。

(3)建立γ-γ符合关联矩阵。大量的符合事件信号逐个记录在磁带上，由于数据量很大，不可能也没有必要都放于计算机中，通常都要建立γ-γ符合关联矩阵[22]，其方法如下：

在计算机存储器中开辟两维空间数组，如4096×4096道，构成一个空间二维矩阵，矩阵的两个坐标轴用 E_x、E_y 表示，代表 γ 射线的能量输出幅度值。假定在记录到的事件单元中，有两个探测器发生了 γ-γ 符合，其能量为 E_{γ_1} 与 E_{γ_2}，则有一个符合事件出现，在矩阵的相应位置记下一个数据点，这个点的坐标为(E_{γ_1}，E_{γ_2})，不同能量的符合事件点的位置不同，这样对逐个事件进行判别，就得到众多的点，能量相同的 γ-γ 符合点加在相同的位置上，则建立了 γ-γ 符合矩阵。这样的矩阵实际上是三维的，除两个能量坐标外，每个点还标志在此点上重复发生 γ-γ 符合事件的总个数，表明符合的强度。这样，矩阵中的每个点代表三个信息：两个参加符合的 γ 射线的幅度(能量)及符合的事件总数(强度)。

为清楚起见，假定某核的 γ 跃迁的级联关系如图 10.38 中的 a 所示，这里有 4 条退激 γ 谱线，γ_1、γ_2、γ_3 互有符合关系，γ_4 仅与 γ_3 有符合，则所得到的矩阵如图 10.38 中的 b 所示。这样的矩阵以对角线划分是对称的，实验中，由于各种原因产生的矩阵不完全对称时，则要作对称化处理。

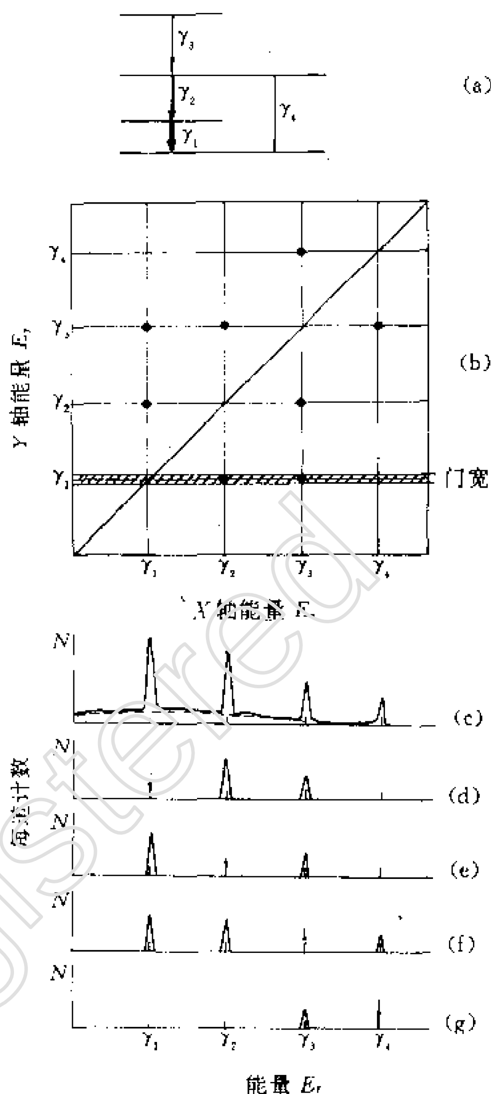


图 10.38 γ-γ 符合关联矩阵及"门"符合谱示意图
a. 假定的核发出的 γ 级联关系图；b. 建立的关联矩阵；c. 投影谱(实线)与本底谱(虚线)；d—g. 分别以 E_{γ_1}、E_{γ_2}、E_{γ_3}、E_{γ_4} 在某一轴上"开门"所得到的"门"符合谱，开门的能量位置由箭头所示。

(4)"开门"符合谱分析。建立了关联矩阵后，即用"开门"的方法获得"门"符合谱。开门方法如图 10.38 中的 d—g 所示。假定要确定 γ_1 与哪些别的 γ 射线发生关联符合，即在矩阵的一个轴(比如 E_y 轴)上相应于 E_{γ_1} 的位置开一窄门，沿此门两边道址与 E_x 轴平行的方向取下一块矩形面积，此面积中包含有与 E_{γ_1} 符合的所有别的 γ 射线谱，将此块面积向 E_x 方向逐道投影相加，就得到用 E_{γ_1} 开门的符合门谱，如图 10.38 中的 d 所示。在此门谱上，出现与 E_{γ_1} 相符合的 E_{γ_2}、E_{γ_3} 峰。注意，门谱中并不包括开门处 γ 射线的能量峰。这样对图 10.38a 中每一条 γ 射线开门，就得到一系列的 γ 射线的符合门谱，对这些门谱进行反复分析、比较，从中找出符合级联关系。

若将"门"开得很大，(如从 1—4096 道)，即相当于所有数据投影到一个轴上，即得到投影谱。投影谱中包含所有的 γ-γ 符合事件的迭加。在矩阵中，还包含有 γ-γ 符合的本底。投影谱

与本底谱分别如图 10.38c 中的实线与虚线所示。

(5)*确定跃迁的能量与强度*。通过“门谱”的分析，可以初步建立起复杂的能级图，接着还要对“门谱”与投影谱进行进一步处理，包括精确确定各跃迁的能量、相对强度等，通常是通过对谱的分析、拟合而得到。

实际所测 γ 谱要复杂得多，往往一次实验中涉及多个核的高激发态，投影谱中包含成百上千条 γ 谱线，要经过反复、细致、长时间的工作才能得到结果。从矩阵建立、“开门”、数据拟合等都是经过复杂的计算机程序来完成的。目前，国内不少单位，如中国原子能科学研究院，中国科学院兰州近代物理研究所，清华大学等单位都具有完整的数据分析程序包，正在开展这方面的研究工作。

习　题

1. 说明 1MeV 的 γ 射线入射在 NaI(Tl)晶体上发生全能量吸收和部分能量吸收的过程。

2. 用 NaI(Tl)测 2.78MeVγ 射线的能谱时，可看到的峰有那几个，并计算相应的能量。

3. 试根据累计效应解释，γ 谱的康普顿坪形状为什么不同于反冲电子的能量分布。

4. 如何区分射线能量比较靠近的下列核素的 γ 谱形：①^{65}Zn(1.12MeV)和^{46}Sc(1.12,0.89MeV)；②^{60}Co(1.17,1.33MeV)和^{59}Fe(1.10,1.29MeV)。

5. 说明在多晶谱仪中能增强全能峰的几种方法。

6. 根据全吸收反符合谱仪原理，正比计数器能否设计成抑制逃逸峰的计数器？

7. 对测低能射线的 NaI(Tl)、正比管、Si(Li)三种探测器，试比较以下指标：①能量分辨率；②探测效率；③线性；④逃逸峰影响；⑤峰康比。

8. 参看图 10.14，在什么源距下 NaI(Tl)的本征效率最小？这个距离和晶体直径有关否？

9. 求 76mm×76mm NaI(Tl)晶体对下列能量射线的源峰探测效率。设为点源，在晶体轴线上，源距 10cm，γ 能量为 320，620，835，1332，1779keV。

10. 试估算在测^{60}Co 的 γ 谱时，真和峰计数率与源衰变率的比值。设 NaI(Tl)晶体尺寸 76mm×76mm，源距 2.5cm。

11. 计算本征层 5mm 的 Si(Li)探测器对 10keV 和 30keV 平行射线束的探测效率。设 Be 窗厚 0.01mm。

12. 为什么在 γ-γ 符合分析中，在“开门”符合谱上不会出现门本身的能量特征峰？

参 考 文 献

[1] EG&G ORTEC Instruments and Systems for Nuclear Spectroscopy, 93/94, EG&G Nuclear Instruments.

[2] Kai Siegbahn, Alpha-Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy, Vol. I, P. 253-302, P. 501-534, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965.

[3] C.E.克劳塞梅尔著，高物、伍实译，应用 γ 射线能谱学，原子能出版社，1978 年。

[4] 核素图表编制组编，核素常用数据表，原子能出版社，1977 年。

[5] R.C.Greenwood et al., Nucl. Instr. Methods, 77, 141-158 (1970).

[6] J.H.Hamilton, Radioactivity in Nuclear Spectroscopy, Vol. I, P. 23-135; Vol. Ⅱ, P581-623, Sci. Pub. Inc., NewYork, 1972.

[7] INDC(NDS)—221, 1989.

[8] X-Ray and Gamma-Ray Standards for Detector Calibaration, IAEA-TECDOC-619, 1991.

[9] 格伦 F.诺尔著，李旭、张瑞增、徐海珊、陈进贵译，辐射探测与测量，原子能出版社，p227，1988 年。

[10] B.Grosswendt & E.Waibel., Nucl. Instr. Methods, 131, 143 (1975).

[11] 庞巨丰,γ 能谱数据分析,陕西科学技术出版社,1990。
[12] 吴学超,冯正永,核物理实验数据处理,原子能出版社(1988)。
[13] E. Waibel et al. ,Nucl. Instr. Methods,131,133 (1975).
[14] 中国计量科学研究院译编,放射核素计量学——第一届国际放射核素计量学讨论会译文集,194-204 页,209-216 页,1976 年。
[15] R. Rieppo,Appl. Radiat. Isot. ,38,1 (1987).
[16] T. Nakamura & T. Suzuki. ,Nucl. Instr. Methods,205,211 (1983).
[17] K. Debertin and K. G. Helmer,Gamma-and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors,p. 292-313,North-Holland,1988.
[18] H. I. Israel et al. ,Nucl. Instr. Methods,91,141 (1971).
[19] P. Axel,Rev. Sci. Instr. ,25,391 (1954).
[20] USAEC BNL-271.
[21] J. 霍斯特等著,伍任译,中子活化分析,128-135 页,原子能出版社,1978 年。
[22] H. Ejiri and M. J. A. de Voigt,Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics,p. 113-161,Clarendon Press,Oxford,1989.
[23] P. Suominen et al. ,Nucl. Instr. Methods,58,229 (1968).
[24] 郭应祥等,高能物理与核物理,14,635 (1990)。
[25] 中国科学院原子能研究所编,射线物理测量方法专业会议资料选编,42 页,原子能出版社,1974 年。
[26] 黄正德等,原子能科学技术,24,No. 4,48 (1990)。

第十一章　中子探测技术

第一节　中子探测的基本原理

中子的探测在粒子探测技术中占有特殊的地位。这是由于下列原因：

第一，在 30 年代末，发现了中子轰击铀原子核能引起核的分裂，并释放出巨大的能量，从而开辟了一条原子能利用的道路。中子在核能的释放过程中起着关键的作用。所以，研究中子的性质和研究中子与物质的相互作用，是过去几十年，也是目前的一个重要研究方向。例如，核反应堆和核武器的设计和试验，都需要精确知道各种能量的中子与物质相互作用的截面、角分布等参数。这就大大促进了中子与核相互作用参数的测量工作。在进行这些参数测量时，要用到各种中子探测技术。

第二，近年来中子活化分析、中子测水分、中子测井探矿、中子照相、中子辐射育种和中子治癌等技术有了很大发展。这些工作都要涉及中子的测量。

第三，中子不带电，它与原子核相互作用时不受库仑位垒的阻挡，利用中子引起核反应研究核性质，具有一定的优越性。

因此，关于中子以及与中子有关问题的研究，已经发展成为一门专门的学科——中子物理学[1-5]。而中子的探测也成为一个专门的应用和研究课题。本章专门讨论中子的探测技术，先介绍中子探测的原理和常用的中子探测器，再分别讨论中子能谱和中子通量的测量技术。

我们已经熟悉了带电粒子和 γ 射线的探测原理和技术。其原理，主要是利用这类辐射和物质的某种相互作用。中子和其他辐射一样，也是靠中子和物质的某种相互作用来探测的。

但中子的特点是本身不带电，所以中子通过物质时和物质中的电子是不发生作用的，中子在物质中不能直接引起电离，而要靠中子和原子核相互作用产生能引起电离反应的次级粒子才被记录。

中子和原子核的相互作用有：产生带电粒子的核反应、核反冲、核裂变、活化等。这 4 种过程也是探测中子的 4 种原理，下面将分别详细叙述。

探测中子首先必须了解所测中子的能量。不同能量中子的探测原理和探测器的具体结构差别都很大。中子能量的区分有很多种，习惯的区分是：

(1)慢中子：能量为＜1keV；

(2)中能中子：能量为 1～100keV；

(3)快中子：能量为 0.1～20MeV。

能量为 0.0253eV 的中子称为“热中子”，这种中子和室温下周围介质大量的分子处于热平衡状态，亦即它的能量相当于周围介质分子的热运动能量。分子热运动的最可几能量是 $E=kT$，其中 k 是玻耳兹曼常数，$k=1.38\times10^{-23}J/K$，T 是介质的绝对温度。以 $T=293$K(即+20℃)代入，可得 E=0.0253eV，或中子的速度 $v=2200$m/s。

比热中子能量更低的中子，叫做冷中子。在慢中子能量区域里，还有共振中子，超热中子，

超镉中子等名词，这些都是表示不同能量的慢中子，没有十分明确的能量界限，在以后用到时再作介绍。

一、核反应法

中子本身不带电，它和物质中原子核之间没有库仑斥力，因此比较容易进入原子核，发生核反应。选择某种能产生带电粒子的核反应，记录带电粒子引起的电离现象就可探测中子。这种方法主要用于探测慢中子的强度，在个别情况下，也可用以测量快中子能谱。

目前应用得最多的是以下三种核反应：



$$n + {}^{10}B \longrightarrow \alpha + {}^{7}Li + 2.792MeV \qquad \sigma_0 = 3837 \pm 9b \qquad (11.1)$$



$$n + {}^{6}Li \longrightarrow \alpha + {}^{3}T + 4.786MeV \qquad \sigma_0 = 940 \pm 4b \qquad (11.2)$$



$$n + {}^{3}He \longrightarrow p + {}^{3}T + 0.765MeV \qquad \sigma_0 = 5333 \pm 7b \qquad (11.3)$$

上面三个式子中，2.792，4.786，0.765MeV 分别是这三个核反应过程中释放的能量，即 Q 值。这三个反应都是放热核反应，所以 $Q > 0$。σ_0 是热中子的反应截面。中子和其他原子核作用的截面一般都是几个靶，上述三个反应截面值都很大，所以采用这三种核反应来探测中子。

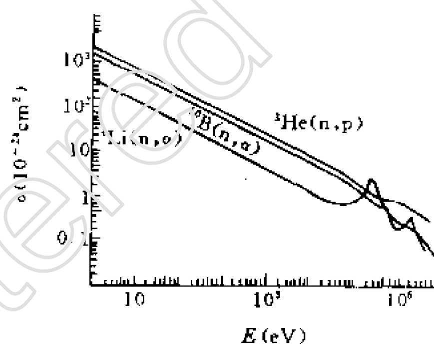


图 11.1 ^{10}B，^{6}Li，^{3}He 三种核的中子核反应截面

不同的中子能量的核反应截面见图 11.1，注意截面和能量坐标都是对数坐标。这三种靶核在应用上各有其优缺点，下面分别予以讨论。

(1) ${}^{10}B(n,\alpha)$ 反应。它是目前应用得最广泛的。主要原因是硼的材料比较容易获得，气态的可以选用 BF_3 气体，固态的可以选取氧化硼或碳化硼。天然硼中 ^{10}B 的含量约为 19.8%。为了提高探测效率，在制造中子探测器时多用浓缩硼（^{10}B 的浓度为 96%以上），而浓缩硼的获得并不十分困难。所以，目前利用这种核反应的中子探测器占了很大的比重。

中子与 ^{10}B 作用有二种反应过程，即



$${}^{7}Li + \alpha + 2.792MeV \qquad (6.1\%) \qquad (11.4)$$



$$n + {}^{10}B \quad {}^{7}Li^{*} + \alpha + 2.31MeV \qquad (93.9\%) \qquad (11.5)$$



$${}^{7}Li^{*} \longrightarrow {}^{7}Li + \gamma + 0.478MeV \qquad (11.6)$$

第二种方式的反应产物是 ^{7}Li 的激发态 ${}^{7}Li^{*}$，它的平均寿命是 7.3×10^{-14}s，通过释放能量 $E_\gamma = 0.478$MeV 的 γ 光子立即跃迁到基态，这种方式占 93.9%。

对于慢中子，很多元素与它的作用截面随中子能量的变化有一定的规律。从图 11.1 可以看出：在很大的范围内基本上是直线，斜率是 $-\frac{1}{2}$，可以用关系式 $\log\sigma = -\frac{1}{2}\log E$ 表示，亦即截面与能量的关系是 $\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$。在慢中子区，中子能量满足上述的关系式，$E = \frac{1}{2}mv^2 \sim v^2$，所以 $\sigma \sim \frac{1}{v}$，此即"截面变化的 $1/v$ 定律"。在中子能量小于 1keV 的区域内，不仅硼是这样，锂和其他一些元素也有这样的规律。通常利用截面具有 $1/v$ 定律的材料构成的探测器又称为 $1/v$

探测器。

基于$^{10}B(n,\alpha)$反应原理的中子探测器有三氟化硼正比管、含硼电离室和载硼的闪烁计数器等。

(2)$^{6}Li(n,\alpha)$反应。这个反应的优点是放出的能量最大，所以把中子产生的信号和γ本底区分开来比较容易。缺点是Li没有合适的气体化合物，使用时只能采用固体材料。另外，天然锂中^{6}Li的含量只有7.5%，以天然锂做成的探测器探测效率低。通常都用高浓缩的氟化锂(^{6}Li的含量占90%～95%)，这样价格就贵了。

(3)$^{3}He(n,p)$反应。这个反应的优点是反应截面最大。缺点是反应放出的能量最小，探测器不容易去除γ本底；而且，天然氦气中^{3}He的含量十分低，大约只占$1.4\times10^{-4}\%$，所以^{3}He的获得比较困难。制备^{3}He有两条途径，一是靠同位素分离技术把^{3}He从天然氦气中分离出来；另一种方法是由同位素氚β衰变后得到，这时往往气体内混杂有氚，因此要有特殊的消除氚的装置。用这两种方法制备的^{3}He，价格都是比较贵的，70年代以后才逐渐用得较多。多数是制成^{3}He正比计数管或电离室。

二、核反冲法

入射能量为E的中子和原子核发生弹性散射时，中子的运动方向改变，能量也有所减少。中子减少的能量传递给原子核，使原子核以一定速度运动。这个原子核就称为“反冲核”，反冲核具有一定电荷，可以作为带电粒子来记录。记录了反冲核，就是探测到中子。这种方法就称为“反冲法”。它是探测快中子的主要方法。

由动量、能量守恒定律可以推出，反冲核的质量愈小，获得的能量就愈大。所以，在反冲法中通常都选用氢核做辐射体。这时，反冲核就是质子，有时就称反冲质子法。

发生散射后反冲质子的能量和出射方向由动量守恒和能量守恒定律可以算出为

$$E_p = E\cos^2\phi \tag{11.7}$$

式中ϕ为反冲质子的出射角。

$\phi=0°$时，相当于入射中子和氢原子核迎面正碰，反冲核获得的能量最大，$E_p = E$。在$\phi = 10°$时，$\cos\phi = 0.9848$，$\cos^2\phi = 0.97$，则$E_p = 0.97E$。即当出射角在0°～10°之间变化时，反冲质子的能量只变化了3%。在实用中，单测0°方向质子计数太少，一般都是测量沿入射中子束方向，张角为±10°的反冲质子。这时，探测器接收到的反冲质子较多。测得的反冲质子能量粗略地就等于入射中子的能量。这样，中子能量的测量就转化为质子能量的测量，这就比较容易做到了。

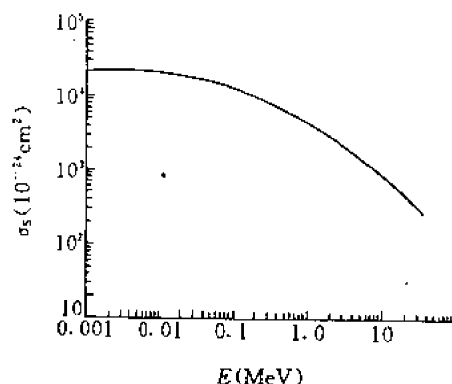


图11.2　氢的中子散射截面

图11.2给出了氢的中子散射截面，可以看出，在入射中子能量较低时(<0.8MeV)，散射截面还是比较大的。

三、核裂变法

中子与重核作用可以发生裂变，裂变法就是通过记录重核裂变碎片来探测中子的方法。对于热中子、慢中

子，总是选用^{235}U，^{239}Pu，^{233}U 做裂变材料。它们的热中子裂变截面值见表 11.1。图 11.3 给出这三种裂变材料的裂变截面在慢中子区随能量变化的曲线。

表 11.1 三种裂变材料的热中子裂变截面

核	$\sigma_f(10^{-24}\text{cm}^2)$
^{235}U	583.5±1.3
^{239}Pu	744.0±2.5
^{233}U	529.9±1.4

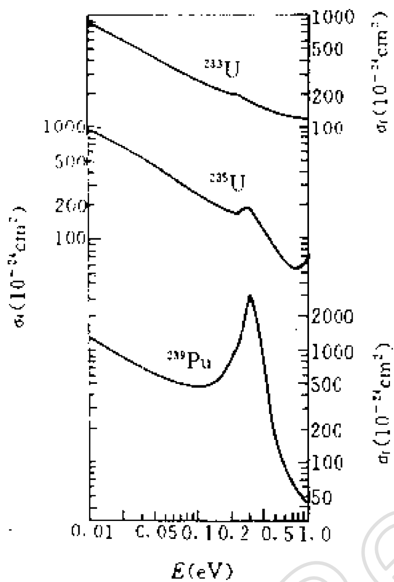


图 11.3 ^{235}U，^{239}Pu，^{233}U 的裂变截面

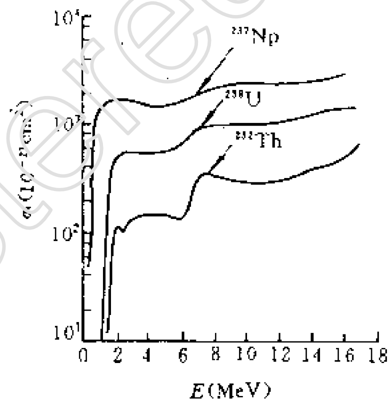


图 11.4 常用裂变阈能探测器材料的裂变截面

中子引起裂变时放出的能量很大，大约是 200MeV，两个裂变碎片共带走 165MeV。入射中子的能量一般都远小于这个数值，因此这种方法不能用来直接测定中子能量，主要用来测定中子通量。由于核裂变法的特点是放出的反应能很大，因此 γ 本底对测量没有什么影响，用裂变法可以在强 γ 本底下测量中子。

许多重核只有在入射中子能量大于某个值(称为阈值)后才能发生裂变。例如^{238}U，当入射中子能量大于 1.5MeV 后才能发生裂变。我们可以利用一系列具有不同阈能的裂变元素来判断中子的能量，这种探测器称为"阈探测器"。

常用的裂变阈探测器材料见表 11.2。这些材料的裂变截面随中子能量的关系曲线如图 11.4 所示。

四、活化法

中子和原子核相互作用时，辐射俘获是很主要的作用过程。中子很容易进入原子核形成一

表 11.2 常用裂变阈探测器材料的特性

裂变材料	热中子裂变截面 ($10^{-27}cm^2$)	阈能 (MeV)	3MeV 时的截面 ($10^{-27}cm^2$)	半衰期 (a)
^{232}Th	<0.2	1.3	0.19	1.41×10^{10}
^{231}Pa	10	0.5	1.1	3.28×10^{10}
^{234}U	<0.6	0.4	1.5	2.45×10^{5}
^{236}U	—	0.8	0.85	2.34×10^{7}
^{238}U	<0.5	1.5	0.55	4.47×10^{9}
^{237}Np	19	0.4	1.5	2.14×10^{6}

个处于激发态的复合核，复合核通过发射一个或几个光子迅速跃回基态。这种俘获中子，放出 γ 辐射的过程称为“辐射俘获”，用(n,γ)表示。一个典型例子是用^{115}In 作激活材料，它受中子照射时发生如下反应：



$$n+{}^{115}In\longrightarrow{}^{116}In^*\longrightarrow{}^{116}In+\gamma \tag{11.8}$$

新生成的核素一般都是不稳定的，本例子中生成的^{116}In 就是 β 放射性的，衰变方式如下：



$$^{116}In\xrightarrow{\beta^-}{}^{116}Sn+\gamma \tag{11.9}$$

这种现象称为“活化”或“激活”，所产生的放射性称为“感生放射性”。测量经过中子辐照后材料中的放射性，就可知道中子的强度，这就是活化法。

综合以上所述，中子探测的 4 种基本原理，就是中子和原子核相互作用的 4 种基本作用过程。我们把探测中子的 4 种基本过程列表如下，作一定性比较。

在不同的中子能区，这些作用过程的截面相差很大。所以对不同能区的中子要采用不同的探测方法和探测器。由于中子作用截面一般都不大，所以中子探测效率，尤其是快中子探测效率是较低的。与 α、β、γ 辐射探测器相比，中子探测器的探测效率要低一些，过程也复杂一些，测量精度也差一些。

表 11.3 中子探测的基本方法

方法	中子和核的作用	所用材料（辐射体）	截面($10^{-24}cm^2$)	用途
核反应法	$(n,\alpha)(n,p)$	$^{10}B,^{6}Li,^{3}He$	~1000	热、慢中子通量密度
核反冲法	(n,n)	H	~1	快中子能量
核裂变法	(n,f)	$^{235}U,^{239}Pu$ 等	~500	热中子通量密度
		阈能^{238}U 等	~1	
活化法	(n,γ)	In,Au,Dy	热中子~100 共振中子~1000 快中子~1	中子通量密度

探测中子时，在大多数情况下，中子辐射场总是伴随存在 γ 辐射，而中子探测器往往对 γ 射线也有一定的响应。所以探测中子时，常遇到中子和 γ 的甄别问题。

第二节 常用的中子探测器

根据上述探测中子的基本原理，可以看出中子的探测过程可分为两个步骤。第一，由中子

和核的某种相互作用产生带电粒子；第二，用某种探测器记录带电粒子。而带电粒子的探测器品种繁多，所以中子探测器的种类也很多。它们各有不同的性能和特点，适用于不同场合。这里选择一些目前常用的中子探测器作些介绍。

一、气体探测器

1. 三氟化硼(BF_3)正比计数管

测量中子最通用的是三氟化硼正比计数管，通常称 BF_3 计数管。它的结构基本上和测量 γ 射线的 G-M 管一样，只是管内充的是 BF_3 气体。热中子通过 $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ 反应在计数管内产生离子对，再经气体放大输出电信号。这种计数管测量热、慢中子的效率都相当高，在计数管外面套上一层石蜡或塑料慢化剂，也可用于记录快中子。现在工业上定型生产的 BF_3 计数管规格是：外径 25～35mm，长 200～600mm，所充 BF_3 气体压力约 1×10^5Pa，其中 ^{10}B 浓缩到 95%以上，工作电压 2000V 左右。我国生产的几种 BF_3 计数管性能见表 11.4。

(1)*输出脉冲幅度及其分布。* 中子射入计数管，由 $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ 反应产生 α 和 ^7Li 原子核，他们必然以相反方向飞开。反应放出的能量 2.792MeV(6.1%)或 2.31MeV(93.9%)，应由 α 和 ^7Li 核分配，他们的能量可以根据动量和能量守恒定律计算得出。

若忽略入射中子带来的动量和能量(由于 $E\ll Q$)，并用 m_1 和 m_2 分别表示 α 和 ^7Li 核的质量，用 v_1 和 v_2 表示它们的速度，则有

$$m_1v_1 + m_2v_2 = 0$$

部分国产 BF_3 正比计数管性能表

型号	外径(mm)	总长(mm)	热中子灵敏度*(s^{-1}/nv)	坪长(V)	电容(pF)	耐 γ 辐射强度**(2.58×10^{-10}C/kg·s)	寿命(计数)	分辨(%)
SZJ1	27	236	3	>500	5	2000	$\geq10^{10}$	
SZJ5	12	407	2	>400	7	2000	$\geq10^{10}$	
SZJ1306	50	348	25	>300	5	1000	$\geq10^{10}$	
SZJ1307	38	329	15	>400	5	1000	$\geq10^{10}$	
SZJ1308	27	600	8	>400	7	1000	$\geq10^{13}$	
SZJ1312	12	380	0.5	>250	7	5000	$\geq10^{13}$	
TJN130	50	340	45	>500		2300	$>10^{10}$	<20
TJN320	25	340	12	>250		1700	$>10^{12}$	<10
TJN312	25	540	11.3	>250		1100	$>10^{10}$	<7

* 热中子灵敏度指在单位中子通量照射下，此计数管给出的计数率；n 中子密度，v 中子速度。

** 耐 γ 强度指计数管在此照射率情况下仍能正常工作。

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 = Q$$

因 $m_1/m_2 = 4/7$，解联立方程可得 α 粒子的能量为 $(7/11)Q$，而 ^7Li 核得到 $(4/11)Q$。所以，在大多数情况下(93.9%)，α 粒子的能量为 1.47MeV，^7Li 的能量为 0.84MeV。能量为 1.5MeV 的 α 粒子在 BF_3 计数管中的射程约为 1cm，^7Li 在 BF_3 中的射程要短一些，这两种粒子产生的电离作用是相近的。假定 α 和 ^7Li 的射程都在计数管有效体积内，他们产生的离子对总数就等于 $\frac{2.31\times10^6eV}{w}$，$w$ 是在 BF_3 气体中平均产生一对离子要消耗的能量，约为 30eV。所以，一个中子

和^{10}B作用后产生的离子对数为$\frac{2.31\times10^{6}}{30}=77000$(对)。假如$BF_3$计数管的电容是4pf。这些离子数引起的脉冲电压变化大约是$\frac{77000\times1.6\times10^{-19}}{4\times10^{-12}}=3$(mV)。正比计数管的放大倍数约为10倍,所以计数管最后输出的脉冲幅度约为30mV,需要经过放大才能记录。

如果计数管尺寸很大,核反应产生的α粒子和^{7}Li核的射程都在计数管气体内,输出的脉冲将对应于核反应的Q值。形成二个单一的峰,二个峰的面积比是93.9:6.1。峰位则相应在2.31和2.79MeV处。但是如果计数管尺寸很小,或是核反应发生在紧靠管壁处,则α粒子和^{7}Li核只有一个可被记录,另一个的能量将损耗在管壁内。此时输出脉冲将呈二个台阶的形状。这种效应称为"壁效应"。几乎所有实际计数管都有壁效应,增大计数管尺寸、增加充气压力或添加其它气体都可减弱壁效应。图11.5是实测的一个BF_3计数管输出脉冲幅度分布,它的壁效应很小,而二个台阶仍清晰可见。

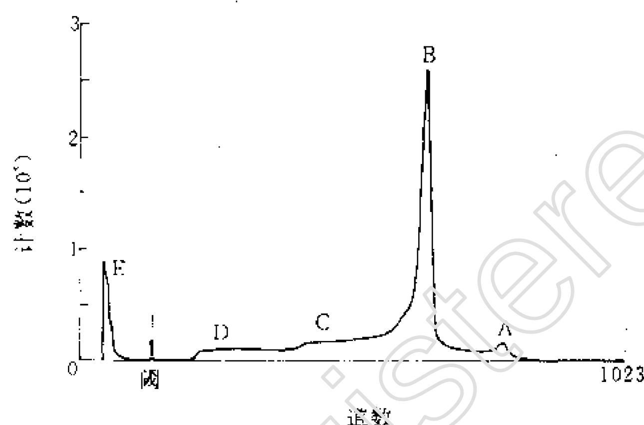


图11.5 BF_3计数管的脉冲振幅分布

图上A相当于6.1%的过程(反应能为2.78MeV)给出的脉冲信号。B相当于93.9%过程给出的脉冲信号,在这过程中,同时放出0.478MeV的γ射线,由于γ比α的电离比值小得多,这部分能量几乎没有消耗在计数管内,所以脉冲幅度谱中的B峰对应于总能量2.31MeV。B峰愈窄,计数管的性能越好,好的计数管分辨率可小于10%。图上C、D二个台阶分别相当于α粒子和^{7}Li核的贡献。

在测量中子时,往往伴随有γ射线,γ射线在计数管壁上打出的电子也能引起电离,而电子的射程要大得多,在计数管灵敏体积内损耗能量产生的脉冲信号是比较小的,如图上E部分所示。靠一定的甄别阈可以把这些本底脉冲去掉。测量时选择甄别阈在E和D之间计数最小的地方,这样既能去除γ本底,又能使中子产生的脉冲全部被记录。

当γ辐射较高时,γ脉冲产生堆积叠加而形成高脉冲,E、D之间计数增加,B峰的分辨率也会变差。这时需要减小计数管输出电路的时间常数,以减少γ辐射信号的堆积。这样做同时也会使中子信号的幅度降低。实际应用中,选择适当的时间常数和甄别阈,可以取得最佳的n-γ甄别。

当γ辐射十分强时,γ脉冲信号堆积过大,可使E、D、C联成一片,不出现谷或最低点,B峰和A峰也将不再分开,甚至由于BF_3气体分子的分离,气体成分发生变化,正比放大机制减

弱，中子脉冲幅度显著减少，使中子脉冲和γ脉冲联成一片，无法区分。一般BF_3正比计数管适用的γ照射量上限是$12\times2.58\times10^{-4}C/(kg\cdot h)$。

（2）坪特性。　选取一定的甄别阈以后，改变高压，则得到BF_3正比计数管的坪曲线，它的形状和G-M管的坪曲线相似，只是BF_3计数管的坪曲线随甄别阈的选取有较大的变化。在屏蔽得很好，选择合适甄别阈的条件下，坪斜率会小于1%，坪长可达500V以上。

（3）效率。　正比计数管记录α或^7Li核的效率可以认为是100%。中子是通过$^{10}B(n,\alpha)^7Li$反应产生α和^7Li，然后被记录的。

BF_3正比管探测中子的效率是：和^{10}B发生反应的中子数与入射中子数之比。

BF_3计数管的效率可作如下估算。假定在计数管内中子通量ϕ是均匀的，计数管的有效体积是$V=\pi r^2 l$，r和l分别是计数管的半径和有效长度。当中子是垂直于计数管轴向射来时，在计数管剖面S上入射中子数为$S\phi=2rl\phi$，在计数管体积V内与^{10}B发生反应的中子数为$\phi Vn\sigma=\phi\pi r^2 ln\sigma$，$n$为单位体积中$^{10}B$的原子数，$\sigma$是作用截面。根据定义，效率为

$$\epsilon=\frac{\phi\pi r^2 \ln\sigma}{2rl\phi}=\frac{\pi}{2}rn\sigma$$

$\frac{\pi}{2}r$就是入射中子在横向通过计数管时的平均距离。单位体积中的^{10}B核数可由阿伏伽德罗常数计算得出，一克分子的气体体积为$22400cm^3$，分子数为6.022×10^{23}个，所以单位体积中BF_3气体分子数为$2.7\times10^{19}/cm^3$。天然硼中^{10}B的含量为19.8%，如管内所充BF_3的气压为8×10^4Pa，对热中子，^{10}B的截面值$\sigma_0=3837b$。如计数管的内径γ为2cm，则此计数管对热中子的效率为

$$\begin{aligned}\epsilon&=2.7\times10^{19}\times0.198\times\frac{8\times10^4}{1\times10^5}\times3837\times10^{-24}\times\frac{\pi\times2.0}{2}\\&=0.05=5\%\end{aligned}$$

如果中子是沿着计数管轴向入射，经过的有效距离长，效率也将高一些。当采用^{10}B含量为96%的BF_3气体时，效率可提高5倍左右。

对于慢中子，^{10}B的截面是按$1/v\approx E^{-1/2}$变化的，所以中子能量愈大，效率愈低。

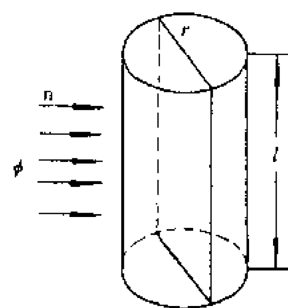


图11.6　BF_3计数管效率估算简图

BF_3气体的化学性质非常活泼，与有机物质和大多数金属都能发生作用，因此计数管的外壳总是选择高纯度的稳定金属，例如经过处理的铜或不锈钢。绝缘材料不能用有机物，要选用陶瓷或氟塑料。制造过程中也不能用油扩散泵而要用水银扩散泵。BF_3气体和水汽接触立即生成腐蚀性很强的氢氟酸(HF)。氢氟酸对各种金属，甚至对玻璃都能起腐蚀作用。因此在制备计数管时要尽量防止水汽混入计数管。

测量表明，BF_3正比管的气体放大倍数随工作电压增长而急剧上升。在低气体放大倍数时，其分辨率较好，并可选取较低的阈值，因而探测效率比取高气体放大倍数时要大些，同时阈值的变化引起计数率的变化也小。另外在低气体放大倍数时，计数管的抗γ性能也较好。正比计数管在使用时，中子与^{10}B原子核发生作用，^{10}B核数目逐渐减少，同时BF_3气体也会分解，这不仅使计数管效率降低，也使分辨率变坏。有的报道说：当气体放大倍数为8、40和400时，计

数管使用寿命分别是 10^{11}、10^{10}和 10^{9} 个计数。综上所述，BF_3 正比管最好选择在低气体放大倍数下工作，也即在电压较低的情况下工作，这样可使分辨率、稳定性、抗 γ 性能和寿命都具有较好性能指标。

（4）长计数器。 BF_3 计数管是供测量热中子和慢中子用的，它对快中子的效率很低。但若用石蜡（或聚乙烯）使快中子经过慢化后再进入计数管，就可用来记录快中子。一般都用石蜡作长计数器的慢化剂，因为灌注加工很方便，但时间长了容易变形。图 11.7 给出的长计数器用聚乙烯作慢化剂[18]。中间部分慢化剂是减速快中子的，对着中子入射方向上开了八个孔洞，用来

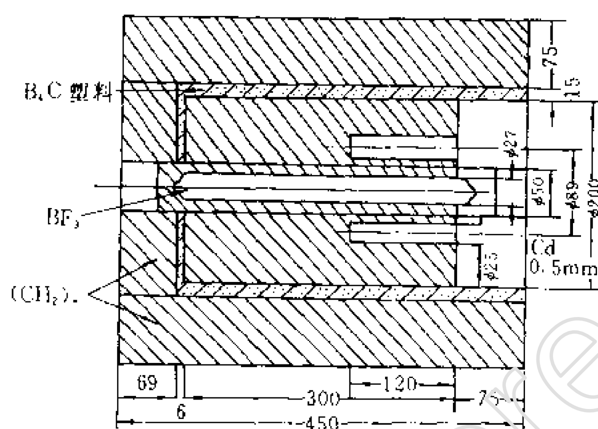


图 11.7 长计数器结构图

调节能量较低的快中子探测效率。没有这些孔，测量能量低的快中子效率较低；开了洞以后，能量低的中子比较容易射入慢化剂深处引起计数管计数。计数管前端加一块镉是防止直射热中子计数效率过高。为了防止四周外来的快慢中子，在慢化剂外围还有一层慢化剂和吸收剂。这种长计数器从热能到 5MeV 快中子的探测效率见图 11.8。图中曲线 1 是分别用含氢正比管、半导体望远镜和光中子源等方法标定的结果，这时计数管在图 11.7 所示的位置。图中曲线 2 是将计数管向后缩 5.5cm 时的效率。由此可见，计数管所在位置对效率是有影响的。如曲线 1 所示，由于计数器的效率随能量变化相当平坦，它的偏差不超过 5%～10%，这个平坦区域从热能一直延伸到 5MeV，中子能量跨过好几个数量级，所以叫做“长计数器”，切莫误认为因计数管的尺寸长或是计数管工作电压坪长而得名。

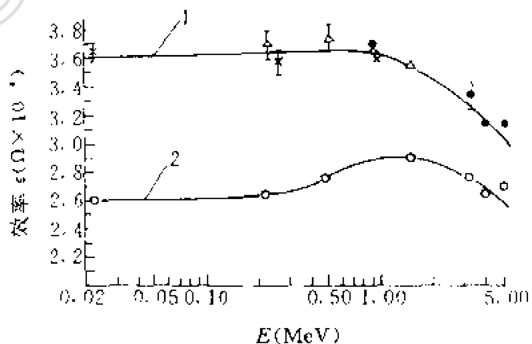


图 11.8 长计数器的探测效率

1——计数管在图 11.7 所示的位置；2——计数管向后缩 5.5cm。△含氢正比管方法；●半导体望远镜方法；×光中子源；○推算值。

2. 硼电离室和裂变室

硼电离室和裂变室是目前反应堆中必不可少的控制部件。它们是用来测热中子通量的。反应堆中热中子通量正比于堆的功率，因此可以用这种探测器来控制反应堆的启动和运转。

（1）*硼电离室*。 在电离室的一个电极上涂上一层含浓缩硼 ^{10}B 的膜。中子打在硼膜上，通

过$^{10}B(n,\alpha)^7Li$反应产生α粒子和^7Li核，其中之一在气体中产生电离，通常是记录它们引起的电离电流来确定入射中子通量。

在反应堆中，γ射线是很强的。为了能在强γ本底下测量中子的通量，直接的办法是选择适当的工作气体和工作状态。例如，气体选用氮，并减少pd值(充气压力p与极间距离d的乘积)，可降低γ的灵敏度。实际上，常用一种所谓"补偿型电离室"。其结构示意图如图11.9所示。图中Ⅰ，Ⅱ分别表示两个背靠背的电离室。电离室Ⅰ的二个电极上都涂有^{10}B，它既对中子灵敏，又对γ灵敏。因此，在这个电离室中除产生中子电流I_n外，还要产生γ电流I_{γ_1}。电离室Ⅱ的电极不涂^{10}B，在此电离室内只产生γ电流I_{γ_2}。若两个电离室的有效体积相等，则$I_{\gamma_1}=I_{\gamma_2}$。因为在两个电离室上加上了极性相反的电压，$I_{\gamma_1}$和$I_{\gamma_2}$通过电流计的方向相反，结果在电流计中流过的电流是：

$$I=I_n+I_{\gamma_1}-I_{\gamma_2}=I_n \tag{11.10}$$

这样就达到了补偿的目的。通过精心设计和加工，可以使γ影响减少两个数量级。

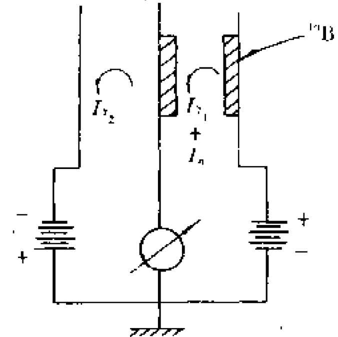


图11.9　补偿型硼电离室结构示意图

为了提高灵敏度，补偿型硼电离室总是做成多层的，一般是50层；同时，为了能在反应堆活性区内工作，体积要做得比较小。这种电离室还要满足吸收中子少、耐高温、耐辐照等要求。国产补偿型硼电离室的一般性能如下：热中子灵敏度是2×10^{-14}nA/(cm^2·s)。输出电离电流在350μA以下时电流正比于热中子通量密度。测量中子通量密度范围是$10^4\sim10^{10}$/cm^2·s。

(2)裂变室。　如果在电离室的电极上涂上裂变物质——^{235}U，中子打在铀上，^{235}U发生裂变，记录裂变碎片的电离作用也能探测中子。这种通过裂变法测中子的电离室就称为"裂变室"。裂变室可以是记录脉冲的，也有记录电离电流的。由于裂变反应放出的能量大，裂变室甄别γ本底的本领比硼电离室更大。因为裂变碎片的射程很短，所以裂变材料涂层最厚不超过2mg/cm^{2}á左右。为了提高效率，也做成多层裂变室，外形和多层电离室相仿。我国生产的裂变室热中子灵敏度可达0.5/nvs，最高计数率可达10^5s^{-1}。

二、闪烁探测器

50年代以前中子探测大多靠气体探测器，例如BF_3正比计数管和各种类型电离室。50年代以后随着闪烁技术的发展，探测中子也都用闪烁探测器。60年代发展的半导体探测器大大改变了带电粒子和γ射线的测量技术。但是，在中子测量方面，闪烁探测器仍然是最常用的。这是因为中子测量都是经过核反应间接测量的，而中子对物质的穿透力比带电粒子和γ射线要大得多，所以要提高中子探测器的探测效率是很不容易的。而闪烁探测器的特点是效率高，时间响应快，这对提高效率、增加计数率都是十分有利的。

1. 硫化锌快中子屏

快中子屏是由ZnS(Ag)粉与有机玻璃粉均匀混合，然后热压成圆柱形。其作用原理是快中子在有机玻璃中产生的反冲质子使ZnS(Ag)发光。这种闪烁体呈乳白色，光透明度不高，所以不能做得很厚，一般最厚的是7mm。

为了提高效率，把透明的有机玻璃圆筒镶入ZnS(Ag)加有机玻璃粉的闪烁体中，这样闪烁体中发出的部分光可经有机玻璃光导透出。整个闪烁体可以做得较厚，从而提高探测效率。

这种形状的快中子屏俗称“花卷型”中子屏。它用于能量大于 0.5MeV 快中子强度的测量。国产的快中子屏在甄别 100μR/s 的 γ 本底后,对^{241}Am-Be 中子的探测效率为 1%～2%。

2. 硫化锌慢中子屏

它是把 ZnS(Ag)、甘油和硼酸混合,压制密封在有机玻璃盖的铝盒内。中子通过^{10}B(n,α)^{7}Li 反应产生的 α 和^{7}Li,使 ZnS(Ag)发光。由于^{10}B 的热中子反应截面很大,所以慢中子屏对热中子和慢中子的效率很高。在甄别 100μR/s 的 γ 本底后,对热中子的探测效率为 5%～10%。

如将中子屏做成中空的圆筒,套在四面窗的光电倍增管光阴极上,这种闪烁体称为中子杯。

3. 锂玻璃闪烁体

锂玻璃闪烁体是铈激活的锂玻璃,成分是 $LiO_2 \cdot 2SiO_2(Ce)$,含有 6.04%的锂,其中^{6}Li 的丰度为 90%以上。它是利用^{6}Li(n,α)T 反应产生的 T 和 α 使闪烁体发光。这种闪烁体适用的中子能量范围较宽,可以测量从热中子到几百 keV 范围内的中子。对热中子的探测效率极高,4mm 厚的闪烁体,热中子探测效率已达 100%,见图 11.10。随着中子能量的增加,探测效率减小,但对中能中子仍有一定的探测效率。在 250keV 附近,由于存在核反应的共振截面,探测效率还略有增加。表 11.4 给出了锂含量是 6.6%,^{6}Li 丰度为 95%,尺寸为 φ111×3.2mm 的 NE905 锂玻璃闪烁体,对快中子的探测效率。

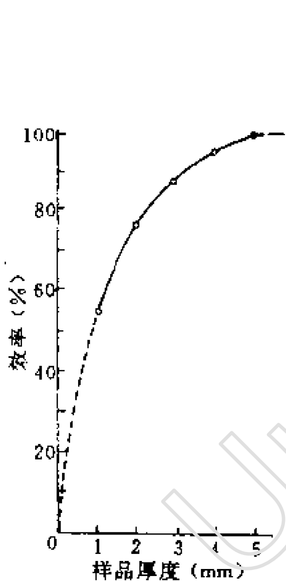


图 11.10 锂玻璃闪烁体的热中子探测效率与厚度的关系

表 11.4 一种锂玻璃闪烁体的中子探测器效率的能量响应

中子能量(keV)	探测器效率(%)	中子能量(keV)	探测器效率(%)
10	9.95	440	6.30
30	7.00	510	3.52
45	5.70	596	2.62
60	5.20	684	2.18
80	5.12	790	1.87
100	5.20	910	1.70
120	5.40	1060	1.56
140	5.95	1220	1.34
170	8.10	1410	1.14
192	10.60	1630	1.07
220	13.60	1880	1.08
250	14.90	2170	1.09
288	12.10	2510	1.12
336	8.75	2900	1.20
388	7.70	3360	1.36
		3880	1.61

锂玻璃闪烁体对热中子产生的谱峰有一定的分辨本领。图 11.11 是锂玻璃闪烁体在热中子和^{60}Co γ 射线照射下给出的脉冲幅度谱。一般热中子峰的分辨率可在 30% 以下,峰谷比为 20∶1。若 γ 射线能量较低,照射量率较小(如十几 μR/s),用简单甄别法即可将 γ 射线基本去除。这种闪烁体的发光衰减时间是 0.1μs。相对蒽晶体,发光效率为 10%。

锂玻璃闪烁体的特点是耐酸，耐化学腐蚀，耐潮湿，耐高低温，适宜于在恶劣环境中使用。

4. 有机闪烁体

所有有机闪烁体都是碳氢化合物，含有大量氢原子。所以都可用于快中子测量。快中子打在氢核上，通过 n-p 弹性散射产生反冲质子，反冲质子引起闪烁体的特征荧光而被光电倍增管记录。

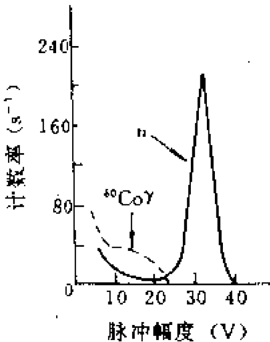


图 11.11 锂玻璃闪烁体对热中子和^{60}Coγ 射线的脉冲谱

有机闪烁体另一共同特点是发光衰减时间短，因此可用于高强度中子通量测量。在快中子能谱测量技术——飞行时间法中，发光时间快的有机闪烁体是唯一可采用的探测器。有机闪烁体还有一个特点，即闪烁光输出产额随时间的变化对于电子和重带电粒子是不同的(前者是由 γ 射线产生的，后者是由快中子产生的反冲质子)。利用适当的电子学波形甄别技术可以将中子和 γ 给出的脉冲区分开，因此可以在较强的 γ 本底下测中子。

常用的几种有机闪烁体是：蒽晶体，塑料闪烁体，液体闪烁体。它们的性能见表 11.5。

表 11.5 测量中子用各种闪烁体性能

名称	型号	规格(cm)	发光效率(相对蒽%)	探测效率(%)	发光衰减时间	光谱峰位(0.1nm)	主要用途
硫化锌(ZnS)快中子屏	ST-206(混合型)	ϕ32,40,50 h7	300	1	0.2μs	4500	快中子通量密度，剂量
	ST-207(花卷型)	ϕ50×20	300	2	0.2μs	4500	快中子通量密度，剂量
硫化锌(ZnS)慢中子屏	ST-211(浓缩硼)	ϕ50×1.5 ϕ40×1.5	300	10	0.2μs	4500	慢中子通量密度，剂量
	ST-212(天然硼)	ϕ50×1.5 ϕ40×1.5	300	5	0.2μs	4500	慢中子通量密度，剂量
锂玻璃	ST-602(浓缩锂)	ϕ40×10 ϕ40×3	10	见表 11.4 图 11.10	0.1μs	3950	热中子，中能中子
蒽晶体	ST-501	ϕ10—50 h2—20	100		30ns	4470	发光标准
塑料闪烁体	ST-401A	ϕ<400 h<250	40		2.8ns	4230	快中子强度
	ST-1421		60		<2.5	4320	快中子 TOF
液体闪烁体	ST-451	ϕ46,h20—50 ϕ104,h30,50	45		3.7ns	4200	飞行谱仪探头

(1)蒽和芪晶体。 有机晶体中，蒽和芪是经常用于快中子测量的。它们的发光效率高，蒽经常用来作标准。芪的发光时间特别短，适宜于飞行时间的测量，但是不易做成大晶体，价格很贵。它的温度效应也很显著，甚至不能直接用手操作，由于手接触引起的温度变化就有可能使晶体损坏，此外它对光响应是各向异性的，故逐渐被液体闪烁体所替代。

(2)塑料闪烁体。 普通塑料闪烁体的成分是聚苯乙烯加第一发光物质对联三苯，第二发

光物质 POPOP。塑料闪烁体的灵敏体积可做得较大，对快中子的探测效率较高。

有机闪烁体对能量为 E 的快中子探测效率 ϵ 与甄别阈 B 有关，关系式是：

$$\epsilon = nh\sigma(1 - \frac{B}{E}) \tag{11.11}$$

其中，n 为单位体积闪烁体中的氢原子数，h 为闪烁体厚度，σ 为 n-p 散射的全截面。

图 11.12 表示在若干 B 值情况下，$\sigma(1 - \frac{B}{E})$ 与中子能量 E 之间的关系曲线。

(3)液体闪烁体。 液体闪烁体的配方有很多种，表 11.5 上列出的 ST-451 是用二甲苯作溶剂，PPO 和 POPOP 分别作为第一和第二发光物质。容器如图 11.13 所示。将液体闪烁体去氧后封装在圆筒形玻璃容器中，容器接连一个球形缓冲室。二甲苯的体膨胀系数较大，白天和夜晚，冬天和夏天体积变化很大。若没有缓冲室，容器在温度变化时容易破裂。整个容器和缓冲室再装在一个铝盒内，周围填氧化镁粉。

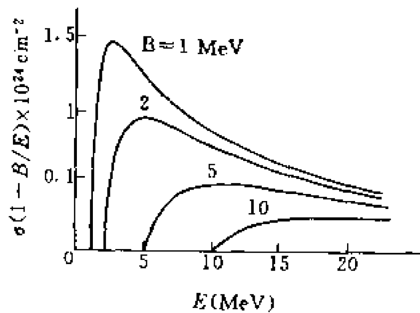


图 11.12 有机闪烁体的中子探测效率

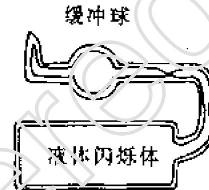


图 11.13 液体闪烁体容器结构

液体闪烁体发光效率是蒽的 45%，发光时间为 3.7ns，对光响应没有各向异性，也是其优点之一。液体闪烁体另一个优点是脉冲形状甄别性能极好，因此主要用于强 γ 场中测中子。

液体闪烁体的尺寸可任意选择，尺寸加大效率也增加，但能量分辨率将变坏，本底也将增加。测量几 MeV 中子的最佳尺寸是 ϕ50×50mm 的圆柱型闪烁体。

国际上最普遍使用的液体闪烁体是 NE-213，因为它的脉冲形状甄别性能特别好。对 NE-213 闪烁体的各种性能已进行了大量的测量，包括它对各种能量质子和电子的光响应输出，对 0.2—20MeV 间单能中子的响应曲线，以及 n—γ 分辨的性能等[22]。图 11.14 是利用 NE-213 中子和 γ 信号上升时间的不同，在时间谱上把中子和 γ 事件区分开的情况。

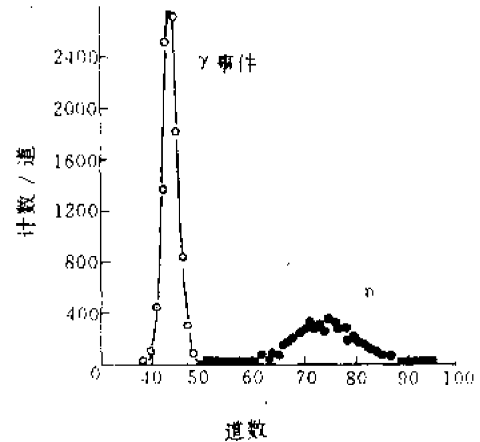


图 11.14 NE-213 闪烁体对中子和 γ 事件的上升时间谱

三、半导体探测器

60 年代以来半导体探测器发展很快，相应也产生了用半导体探测器测量中子的各种方法。其原理仍不外乎用某种辐射体通过核反应、氢反冲、或裂变产生重带电粒子，然后用半导体探测器给以记录。

此处主要介绍用半导体探测器组成的^{6}LiF 中子谱仪。它是把两个金硅面垒型探测器面对

面地靠在一起，中间夹一层含^{6}Li 的薄膜，见图 11.15，所以又称“夹心式中子谱仪”。中子在薄膜上由^{6}Li(n,α)T 反应产生 α 和 T，分别被两个金硅面垒半导体探测器所记录，输出脉冲并接到相加电路，于是输出脉冲的幅度就相当于入射中子的能量加上^{6}Li(n,α)T 反应能 Q 值。由此不仅可知道中子强度，也可定出中子的能量。

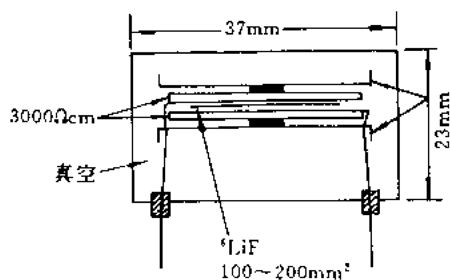


图 11.15　^{6}LiF 半导体中子谱仪

半导体探测器的特点是体积小，响应快，对 γ 不灵敏。因此，这种谱仪可以在较强的 γ 本底下工作，经常用来测量反应堆内的快中子能谱。

由于^{6}Li(n,α)反应能 Q 值为 4.786MeV，所以当入射的中子能量为几个 MeV 时，α 和 T 的总能量为 10MeV 左右。记录这种带电粒子选用一般的金硅面垒型探测器就可以了。但是，金膜要薄一些，一般是 100μg/cm^2 或 50μg/cm^2，以减少 α 和 T 透过金层时的能量损失。

中间的夹层锂膜都用高浓度的^{6}LiF。氟化锂是稳定的化合物，可用真空蒸发方法直接喷涂在一个金硅面上，或是喷涂在很薄的有机膜上再夹在两个金硅面之间。^{6}LiF 膜愈厚，记录效率愈高，但是能量分辨率变坏。这是因为在锂膜深处射出的 α 和 T 要在锂膜中损失一部分能量。天然锂中含 92.5%的^{7}Li，而^{6}Li 只含 7.5%，故用天然锂做辐射片，锂膜就要做得很厚，才能有一定的计数率；但其中的^{7}Li 又会使 α 和 T 带来大量的无效的能量损耗。所以，一定要用浓缩的^{6}Li。一般^{6}LiF 的厚度为 100μg/cm^2 左右。整个探测器对热中子的效率大约是 10^{-3}，对快中子的效率大约是 10^{-6}。

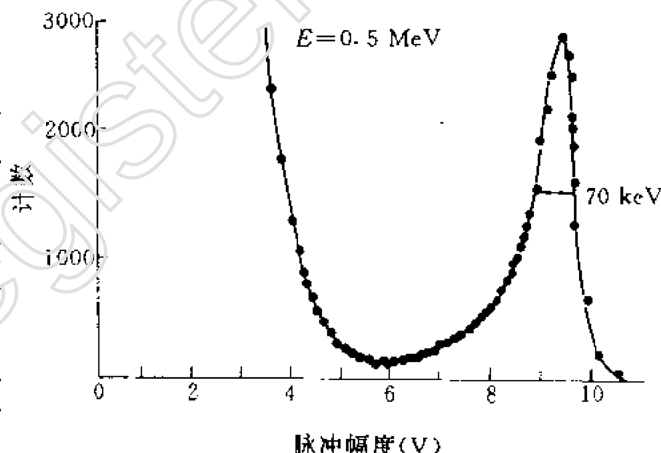
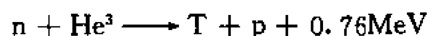


图 11.16　夹心式中子谱仪测得的中子谱

这种谱仪在非常强的 γ 本底下仍能工作。图 11.16 是用国产的夹心式半导体中子谱仪测得的 0.5MeV 中子谱。半宽度大约是 70keV。现在经常应用这种中子谱仪测量反应堆的快中子能谱，实践表明，可以测量从 10keV 到 6MeV 的快中子。但是，由于半导体探测器的辐射损伤，这种夹心式中子谱仪在反应堆中测量时，只能作几次测量就不能使用了。

如果在夹心式半导体探测器中间充以^{3}He 气体，利用



$$n + He^{3} \longrightarrow T + p + 0.76\text{MeV}$$

测量 T 和 p 的动能就可算出中子能量，这就是所谓^{3}He 谱仪。由于反应能 Q 值仅 0.76MeV，所以中子能谱的分辨率可以提高，但抗 γ 本底的能力变差了。

在半导体探测器的金膜上蒸镀一层^{235}U，^{238}U 或其他可裂变元素，则可以测量这些裂变核由不同能量中子引起裂变时，碎片的能量分布和质量分布情况。

在半导体探测器前放置聚乙烯有机膜，则可以用反冲方法测量快中子能量和通量，详见下

二节。

四、其它中子探测器

随着生产实践及科学试验的发展，近十年来又发展了一些新的中子探测器件[6]。下面略作介绍。

1."自给能"探测器

这是从60年代发展起来的一种探测器，主要用于反应堆内的中子通量测量。其结构示意图见图11.17。中心的发射体是活化材料，经中子辐照后变成放射性物质，放出β粒子。这些β粒子穿过绝缘体到达收集电极，经同轴电缆将信号引出，直接用电流计就可测量其电流。收集到的电流（即β电子流）是与材料的β放射性活度成正比的，而材料的活度与中子通量成正比。所以用测到的电流值可表示堆芯中子通量的大小。这种探测器信号电流全来自辐射体不断地发射的电子，不需要另外的电源，所以叫"自给能"探测器。

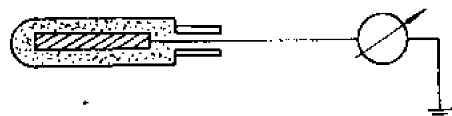


图11.17　自给能探测器

常用的发射体有铑(Rh)和钒(V)。这两种发射体的主要特性见下表。

表11.6　自给能探测器发射体的特性

材料	丰度(%)	活化截面($10^{-24}cm^2$)	半衰期	$E_{\beta max}$(MeV)	灵敏度*	燃耗率**
^{103}Rh	100	150 (139 / 11)	4.4m(8%) 42s(92%)	2.5	1.2×10^{-21}	3.9
^{51}V	99.75	4.5	3.76m	2.5	0.75×10^{-22}	0.12

* 对直径为0.5mm、每单位长(1cm)的发射体，每单位中子通量密度($1/(cm^2\cdot s)$)所产生的电流。

** 在10^{14}个中子$/(cm^2\cdot s)$下的燃耗率(%/月)。

自给能探测器可以做得很小，发射体可选ϕ0.5、1或2mm，整个探测器的外径则是ϕ2～4mm，探头可做成刚性的，也可做成柔性的。便於伸入堆芯进行中子注量率的监测和描绘。这种探测器设备简单，不需要电源，可连续测量，有的堆芯中放置了几百个探头，是一种目前很受重视的堆用监测仪器。

铑和钒是最常选用的发射体材料，使用时输出电流从零到达0.9饱和值的时间称为响应时间，对Rh和V分别为3min和13min。铑的活化截面最大，因而灵敏度最高，但随之燃耗寿命也短。钒的燃耗明显的小，因而在反应堆中使用得较普遍，一般可以使用几年。

2. 固体径迹探测器

关于固体径迹探测器在第六章中已有介绍，快中子在塑料内引起碳和氧等的反冲核和(n，α)反应的产物也能在介质中留下痕迹，经过蚀刻可以产生径迹。实验表明，用聚碳酸酯薄膜探测快中子存在着阈能(0.3MeV)，所以可以作为一种阈探测器。通量密度的测量范围为10^5～$10^{12}/cm^2\cdot s$。中子的探测效率，对一个5MeV的中子，可得1.48×10^{-5}个径迹[7]。

用塑料径迹探测器测量快中子的主要优点是：不受 γ 和 β 射线的影响，探测器轻小，操作简单，使用方便，径迹可长期保留。主要缺点是，蚀刻出来的径迹大小不一，读数时受人的主观因素影响，测量精确度不高等。

除了上述二种中子探测器外，还有所谓中子温度计，这是由 $^{10}B(n,\alpha)$ 反应产生的能量加热热电偶的一个臂而产生电动势。还有不用电缆的探测器，它是把封有 ^{3}He 的谐振腔放入反应堆堆芯，然后测量谐振频率的漂移来求出中子通量。还有其他一些器件可参阅文献[6]。

第三节 中子能谱的测量

中子能谱测量对核物理研究工作有很大意义。例如，测量从核反应产生的中子能谱可以得到核能级的资料。测量非弹性散射中子能谱，则可以直接获得核激发能级的数据。此外，测量裂变元素的裂变中子能谱，以及各种动力装置中的中子能谱，对于设计、试验反应堆和核武器都是必不可少的。所以中子能谱的测量几十年来都是很受重视的。

对热中子和快中子，能谱测量方法有很大差异。快中子能谱的测量有四种方法：氢反冲法、核反应法、飞行时间法和阈探测器法。前二种方法较简便，应用得很多；飞行时间法的测量精确度最高，但仪器设备比较复杂；阈探测器是最简单的，但只能作些粗略的测量，其原理已在第一节中介绍过，此处不再赘述。热中子能谱测量方法主要是飞行时间法和晶体衍射法。这些是本节要讨论的内容。

一、氢反冲法

氢反冲法是利用中子和含氢物质中的氢原子发生碰撞，反冲出来的氢原子核，即质子，它的能量和入射中子能量有(11.7)式的关系

$$E_p = E_n\cos^2\phi \qquad (11.7)$$

测量了反冲质子能量，就能推算出中子能量。

1. 微分测量法

微分测量方法的示意图见图 11.18。

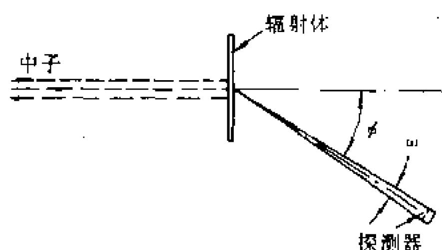


图 11.18 反冲核的测量

当中子源、辐射体和探测器的尺寸和它们之间的距离相比要小得多时，入射中子束可看作平行束，探测器接收到从辐射体来的反冲质子的反冲角都是 ϕ。如果入射中子是单能的，探测器测到的反冲质子也将是单能的，根据(11.7)式就可算出中子能量。探测器对辐射体所张的立体角 ω 希望尽量小些，以便计算中子能量时的不确定性小一些。但探测器总有一定尺寸，又考虑到要有一定的计数率，ω 就不能取得很小。

如果入射到辐射体上能量为 E 的中子通量为 $\phi(E)$，辐射体中的氢原子数为 n，n-p 散射截面为 $\sigma(E)$，则产生的反冲质子总数为 $\phi(E)n\sigma(E)$。假定散射产生的反冲质子是各向同性发射的，则在 ω 立体角内射到探测器被记录的反冲质子数是 $J(E_p) \sim \phi(E)n\sigma(E)\frac{\omega}{4\pi}$。通常都是反过来，根据测到的反冲质子数 $J(E_p)$，推算出中子通量 $\phi(E)$。

(1)核乳胶。 在图 11.18 的探测器位置上放上核乳胶，这是在早期常用的一种中子测量方法。这种方法，因为质子在射入乳胶前已有一部分能量消耗在辐射体中，能量分辨率较差，可测快中子能量的下限也高(在 0.9MeV 以上)，所以应用较少。

另一种方法是利用乳胶本身作为辐射体。这时要把乳胶片放置在沿中子束方向稍成倾角的位置上。由于不用外辐射体，周围物体大为减少，使中子能谱畸变小，散射本底也较小。乳胶本身就是辐射体，所以反冲质子的记录效率也高。这种方法的测量范围为 0.2～10MeV。对能量更高的质子，须作各向异性的修正。对能量更低的中子，在乳胶中产生的反冲质子射程小于 1.7μm，已很难测量了。对各能量点的分辨率见表 11.7。

表 11.7 乳胶法测量中子的能量分辨率

中子能量(MeV)	0.5	1	2	5	10
能量分辨率(%)	23	14	8.7	4.7	3.1

利用核乳胶测量无定向快中子能谱则有 4π 积分法和二面角法等。所谓 4π 积分法是测量所有反冲质子径迹的射程，由此得到的质子谱相当于中子的积分谱，对质子谱微分就得出中子谱。所谓二面角法是记录中子时把乳胶绕某一固定轴匀速自转，以二面角作为测量反冲质子径迹的选择条件，避免了测量倾角较大的径迹，因而提高了能量分辨率和测量径迹的效率，细节可参见文献[17]。

应用乳胶在中子能谱测量方面曾得到很有意义的结果。这类方法的最大缺点是工作繁重，得出结果时间太长，所以正被其他探测器所替代。但是这种方法本身体积小，对中子场畸变小，测得的反冲质子径迹清晰，结果可靠，所以在某些场合仍有使用。

(2)计数器望远镜。 望远镜是指把几个带电粒子计数器组成一个系统，将准直的反冲质子束划分出来并测定其能量。带电粒子计数器可以是气体探测器，闪烁探测器，半导体探测器，或是他们之间的组合。图 11.19 是一个实例。

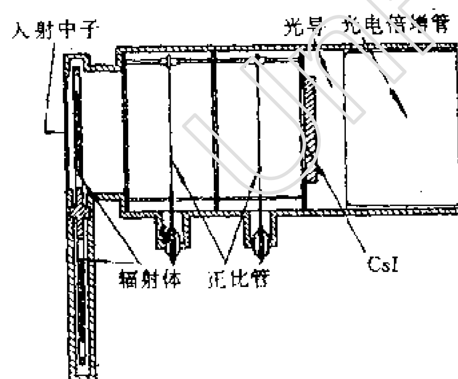


图 11.19 闪烁计数器望远镜示意图

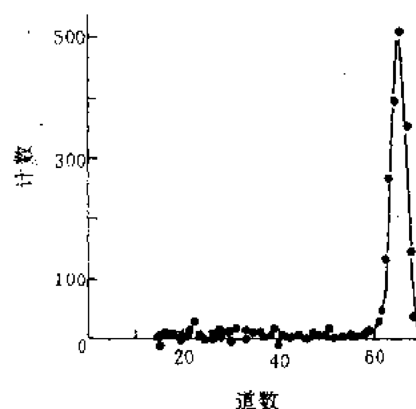


图 11.20 闪烁望远镜测得 T(d,n)He 反应的中子能谱

图中，用聚乙烯$(CH_2)_n$薄膜作辐射体。反冲质子穿过二个正比计数器后在 CsI 闪烁晶体内被阻止。在正比计数器中反冲质子只损失一小部分能量(100keV 量级)，因此闪烁计数器的

脉冲输出就给出了中子能谱。三个探测器接成三重符合，这样就只选择了 $\phi = 0°$ 附近的反冲质子，减少了其它方向来的粒子以及 γ 射线造成的本底。这种装置的能量分辨率主要由 CsI 闪烁体分辨率决定，一般为百分之几到百分之十。图 11.20 给出了一个较好的闪烁计数器望远镜测量反冲质子能谱的结果。对入射中子能量 $E = 13.7\text{MeV}$ 的反冲质子，能量分辨率为 5.3%，效率为 10^{-5}。

闪烁计数器望远镜的缺点是对 γ 射线的灵敏度高，近年来常用金硅面垒半导体探测器代替 CsI 闪烁体，并用 $\Delta E/\Delta X$ 半导体探测器代替前面的正比计数管，由此构成的系统称半导体探测器望远镜，对14MeV 中子的能量分辨率为1%～2%。

计数器望远镜方法的效率较低，这是由于辐射体只能取得较薄，又只收集一部分反冲质子的缘故。下述的积分法收集所有出射的反冲质子，从而提高了探测效率。

2. 积分测量法

可以证明，单能中子产生的反冲质子能谱是一个矩形谱，如图11.21所示。当反冲质子能量从零到最大值 E 时，反冲质子数都是一样的。

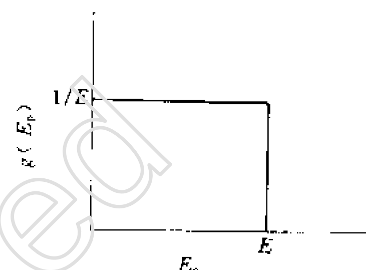


图11.21 单能中子 E 引起的反冲质子谱

如果入射中子不是单能的，而具有一定的能量分布，则所产生的反冲质子谱就很复杂。设入射中子通量密度为 $\phi(E)$，如图11.22 所示，$\phi(E)\mathrm{d}E$ 表示能量在 E 到 $E + \mathrm{d}E$ 之间的中子通量；又设 $J(E_p)$ 代表在能量为 E_p 处单位能量间隔的反冲质子数，$J(E_p)\mathrm{d}E_p$ 表示能量为 E_p 到 $E_p + \mathrm{d}E_p$ 之间的反冲质子数。

可以把图11.22(a)所示的中子通量看成是各种单能中子的叠加。于是，反冲质子能量分布将是各种能量中子所产生的小矩形分布(如(b)所示)叠加起来的结果。

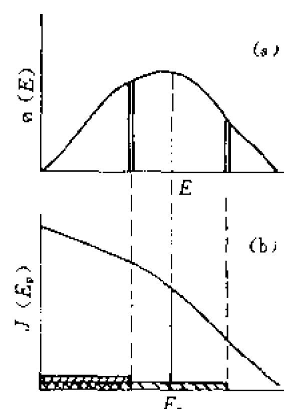


图11.22 非单能的中子与反冲质子谱
(a)入射中子通量密度
(b)反冲质子谱

反冲质子积分谱通常用正比计数管、有机晶体的闪烁探测器和平面膜半导体探测器进行测量。

利用正比计数管测量中子能量的上限是1～2MeV。主要由于在气体中反冲质子的射程较长，室壁效应和末端效应(统称边界效应)影响较显著，结果使产生的信号脉冲幅度有所减小，最后使反冲质子谱的高能部分计数偏低。克服的办法是在计数管中充氙等阻止本领大的气体，或是充甲烷(CH_4)等有较重元素的含氢气体；同时尽可能提高充气压力，这样既可缩短反冲质子射程，又可提高探测效率。尽管如此，当入射单能中子时，测到的反冲质子谱并不是直角阶梯形，总是有偏离的，如图11.23所示。高能部分的偏离如前所述主要由室壁效应引起，低能部分的偏离主要由 γ 射线的本底引起。一般充氢正比计数管的测量下限是0.1MeV。主要由于 γ 射线的本底和电子学线路的噪声所限制，经特殊设计的充氢正比计数管可测下限为几个 keV。

近年来经常用有机闪烁体的探测器测量反冲质子谱，过去用得最多的是芪晶体。最近，塑料，液体闪烁体也开始有较多的使用。由于闪烁体是固体，阻止本领大，边界效应大为减小，对测量较高能量的单能中子更为适宜，一般的测量范围是几 MeV 到20MeV。对单能中子测到的

反冲质子谱，近似于图11.23所示，是偏离阶梯形的。由于有机闪烁体对γ射线比较灵敏，因此反冲质子谱的低能部分显著抬高，使测量的下限在1MeV左右。为了消除γ本底的干扰，还经常采用所谓n-γ甄别技术，它的出发点是有机闪烁体中，中子和γ射线产生的脉冲形状有差异，主要是上升时间的差异。利用一些特殊的电子学技术把中子和γ脉冲区分开来，从而去除γ的影响。它的细节可参见第十三章或文献[10,11]。

另一种较简单的装置是平面膜半导体中子探测器，它的结构见图11.24。用聚乙烯薄膜作辐射体，后面紧贴金硅面垒探测器，构成2π几何条件，在薄膜一侧产生的反冲质子都能被半导体探测器所记录。

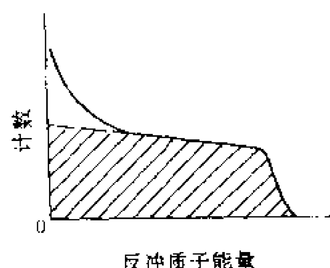


图11.23　实际测到的单能中子引起的反冲质子谱

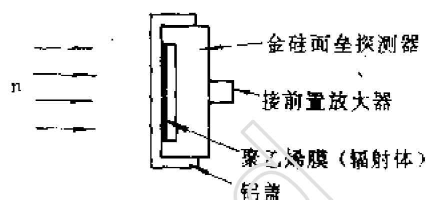


图11.24　平面膜半导体中子探测器

薄膜的厚度应适当选择，要提高中子探测效率，薄膜要足够厚；但太厚了，反冲质子射出薄膜过程中也将损失一部分能量，这时反冲质子能量将小于中子能量，而且分辨率也变坏，使矩形谱边界模糊不清。计算和实验表明：在中子能量为MeV数量级时，薄膜厚度取小于10μm是恰当的。图11.25是用平面膜半导体中子探测器测到的4MeV单能中子的反冲质子能谱。它的形状和图11.23用正比管测到的十分相似。

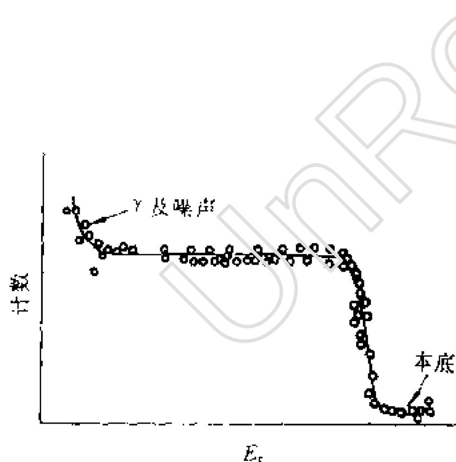


图11.25　4MeV单能中子的反冲质子能谱

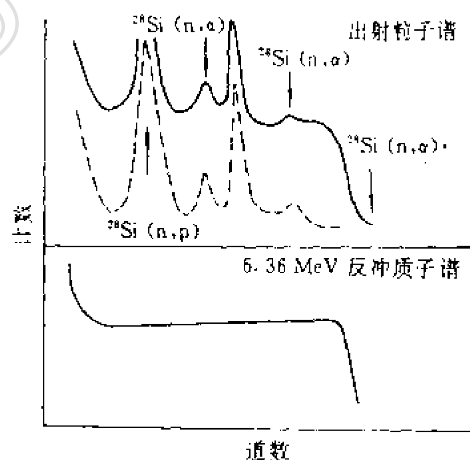


图11.26　6.36MeV中子引起的出射粒子谱

中子能量再大，反冲质子能谱会发生畸变。图11.26是测得的6.36MeV中子的反冲质子能谱。它不是一个简单的矩形谱，而是有二个峰的谱。这是由于中子与硅发生核反应，产生质子和α粒子的结果。中子能量增加时，硅的(n,p)，(n,α)反应截面也增大，畸变更为显著。解决的办

法是去掉平面膜，用同样中子通量进行照射，就得到 Si(n,p)，Si(n,α)反应出射粒子 p、α 的能谱，如图11.26上虚线所示。将前后二次测量结果相减，就可得到较好的反冲质子谱。

平面膜方法毕竟是使单能中子变成反冲质子的连续谱，因此中子能量的分辨率是很差的。目前，这种方法主要用来测量中子通量。

二、^{6}Li 和 ^{3}He 谱仪

利用中子和^{6}Li 或^{3}He 发生核反应，记录反应产物的能量从而算出中子能量，其原理已在前面第一节中有所叙述。近年来，^{6}LiI(Eu)闪烁体和^{6}LiF 夹心式半导体探测器使用得较多。但由于^{6}Li(n,α)反应的 Q 值较大，而闪烁谱仪的分辨率较差，所以利用^{6}LiI(Eu)闪烁体只能测量 MeV 能区的中子。当中子通量很高时，使用^{6}LiF 夹心式中子谱仪。由于半导体探测器的分辨率高，故可测中子能量下限可达10keV，并且有相当好的分辨率；对100keV 的中子分辨率为14.3keV，对6keV 为3.75keV。

近年来^{3}He 气体探测器使用得愈来愈多，开始时期，以圆柱型正比计数管作中子能谱测量。目前还有一种小型球形电离室，其结构见图11.27。这种电离室的灵敏度是各向同性的。由于它的体积小，可用在反应堆孔道中作能谱测量。

图11.28给出这种电离室测得的各种能量中子引起的脉冲幅度分布。图中(a)是热中子给出的脉冲谱。后面的尾巴是由边界效应所致。峰的宽度取决于离子复合效应和电子学噪声。当记录较高能量中子时(400keV)，在热中子峰右侧将出现另一峰，其距离与中子能量有关，从二个峰的间距即可定出中子能量。在图中(b)的低能部分可以看到有一很宽的台阶，这是中子在^{3}He 核上弹性散射所引起的。弹性散射的最大能量 E_A 可以算出，对于^{3}He 核，$E_A = 0.75E$ 当入射中子能量 $E < 1$MeV 时，$E_A < 0.75$MeV，此台阶仍在热中子峰的左侧。当入射中子能量 $E > 1$MeV，反冲核脉冲将在峰的右侧出现，这就和核反应产生的峰有所混淆。所以，充^{3}He 的能谱仪主要用在测量能量为1MeV 以下的中子。能量分辨率约为80keV。

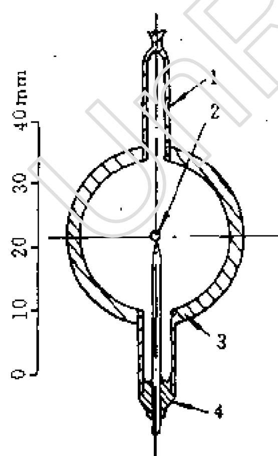


图11.27 小型球形电离室

1——充气管；2——收集电极；3——外壳；4——绝缘体。

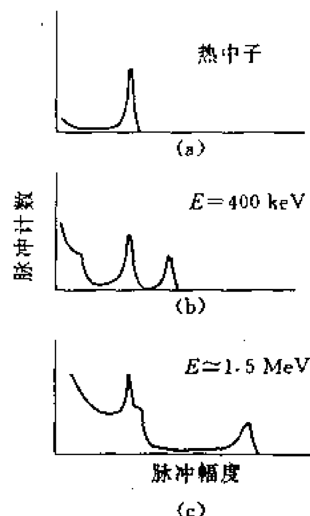


图11.28 各种能量中子在^{3}He 探测器中产生的脉冲谱

三、飞行时间法

1. 基本原理

如果知道中子的速度 v，根据 $E=\frac{1}{2}mv^2$，就可算出中子能量 E，式中 m 为中子质量。当中子能量在30MeV 以下时，不必引入相对论效应的修正，所以上述计算是很简单的。中子速度的测量则可以从中子通过一段固定距离 l 所需的时间 t 的测量得出。这时，只要测出中子的飞行时间就可以定出中子的能量。

在慢中子能谱测量中，飞行时间法是一种最直接、最经典的测量方法，在40年代和50年代曾有很广泛的应用。随着快闪烁计数器的出现和纳秒脉冲技术的发展，从50年代中期开始，飞行时间方法已应用到快中子能谱测量方面，就测量结果的精确性和所应用的范围来看，这种方法大大超过其他测量方法。所以，在60年代和70年代初，利用各种类型加速器，建立了一大批飞行时间法快中子能谱仪，提供了大量的实验结果。目前飞行时间法还在测量其它粒子的能谱中使用。

(1)基本关系式

根据 $E=\frac{1}{2}mv^2$，和 $v=\frac{l}{t}$ 可得

$$E=\frac{ml^2}{2t^2} \tag{11.12}$$

如果能量 E 的单位为eV，飞行距离 l 的单位是m，飞行时间 t 的单位用 μs，可得

$$E=\frac{5226l^2}{t^2} \tag{11.13}$$

或

$$t=\frac{72.3l}{\sqrt{E}} \tag{11.14}$$

E 和 t 之间的对应关系有人作了计算，列成表格，可参考文献[12]。图 11.29 给出了不同 l 值的 t 和 E 的关系。

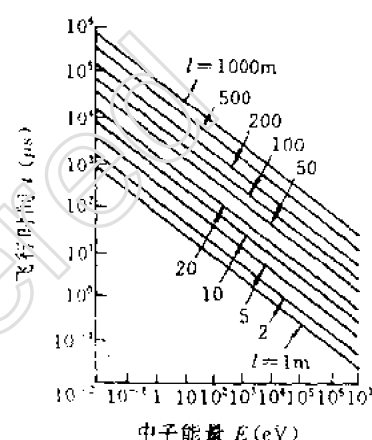


图11.29 不同飞行距离 l 时，飞行时间 t 与中子能量 E 的关系

表11.8列出了飞行距离分别为1，10，100m 时几种能量中子所需的飞行时间。

表11.8 l=1，10，100m 时几种能量中子的飞行时间(μs)

E \ l	1m	10m	100m
1eV	72.3	723	7230
1keV	2.29	22.9	229
1MeV	0.0723	0.723	7.23

可见对于慢中子，飞行时间都在微秒数量级，而对于快中子，当距离为1m 时，中子飞行时间约为几十纳秒。

由于中子能量 E 和飞行时间 t 是非线性关系，如测得的中子飞行时间分布为 $\varphi(t)$，则相应的中子能量分布 $F(E)$ 为

$$F(E)\mathrm{d}E = \varphi(t)\mathrm{d}t \tag{11.15}$$

由(11.14)式可知中子能量 E 愈大，即中子速度愈快，所需飞行时间 t 愈小。实验测得的是飞行时间谱 $\varphi(t)$，要确定中子能谱 $\phi(E)$ 还需引入探测器的效率 $\epsilon(E)$。根据关系式 $F(E)=\epsilon(E)\phi(E)$ 算出入射中子能谱 $\phi(E)$。

要测量飞行时间，必须记录中子从起点出发的时刻和到达飞行距离终点的时刻。后者是由放在路程终点处记录中子的探测器中出现脉冲来决定。起飞的时刻可由下面几种方法来确定：

①记录放在飞行距离起点处的有机闪烁计数器内中子的散射作用；

②伴随粒子法，把与中子同时产生的带电粒子给出的脉冲作起始信号；

③脉冲中子源，中子从源飞出的时刻用与中子出现时间相同步的电脉冲来标志。

在慢中子能谱测量中只采用第三种方法，宽度大约为1μs 的中子脉冲在核反应堆上用机械选择器产生，或是在回旋加速器和电子直线加速器上，用脉冲调制束流的方法来获得1μs 左右的脉冲中子束。

对快中子来说实际上三种方法都是可行的。利用有机闪烁计数器中产生反冲质子作起始信号的方法很简单；但是散射效率太低，使用这种方法有所不便。伴随粒子法在用加速器作中子源时是经常使用的。例如由 T(d,n)^{4}He 反应获得中子时，在产生中子时必然伴随有 ^{4}He，如图11.30所示，入射粒子束(D 束)打在靶上(吸附氚的钛靶)产生的中子，经过一定飞行距离 l(几米)到达探测器 I 被记录，探测器 I 记录在靶上作用打出中子时伴随产生的 α 粒子，经过延迟电路送到符合电路。调节延迟时间，当中子飞行时间和延迟时间相等时，符合电路才有输出计数。因此逐步改变延迟时间，就可以得到中子按飞行时间的分布。

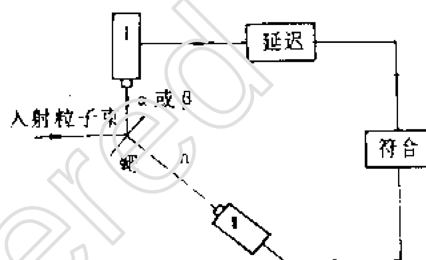


图11.30　伴随粒子法飞行时间谱仪原理图

脉冲束方法是目前使用得最广泛的。这种方法只需要用一个探测器记录中子到达的时间。它既可用于反应堆中子源，也可用于加速器中子源，对此，我们将在下一节中详细讨论。

(2)**能量分辨率**。 由(11.13)式可得，中子能量的相对误差为

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta t}{t} + \frac{2\Delta l}{l} \tag{11.16}$$

即谱仪的能量分辨本领由它的分辨时间 Δt 和飞行距离的不确定值 Δl 所决定。飞行距离 l 可以十分精确地确定，因此分辨本领主要取决于飞行时间 t 的不确定值 Δt 。这时

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta t}{t} = \frac{2.8\sqrt{E}\Delta t}{l} \quad (\%) \tag{11.17}$$

式中，飞行时间的不确定值由下列因素决定：①中子脉冲宽度 Δt_1；②中子探测器的分辨时间 Δt_2；③时间分析器的分辨时间 Δt_3。总的分辨时间

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_1^2 + \Delta t_2^2 + \Delta t_3^2} \tag{11.18}$$

(11.17)式中能量 E 的单位是 eV，分辨时间 Δt 的单位是 μs，飞行距离 l 的单位是 m，谱仪的能量分辨率 $\Delta E/E$ 就直接用百分数表示。从这个公式可以看出，能量分辨率取决于 $\Delta t/l$ 值，此值确定后，谱仪的能量分辨率就确定了。其次，也可看出，分辨本领并不是常数，而是与 $\sqrt{E}$ 成正比的，所以能量增加时，分辨本领将变差。因此，飞行时间谱仪的能量分辨率一般不用 $\Delta E/E$ 表

示，而是直接用 $\Delta t/l$ 值表示。知道此值后，由(11.17)式就可得出各种能量的分辨率。例如，当 $\Delta t = 1\mu s, l = 10m$ 时，即 $\Delta t/l = 0.1\mu s/m$，对中能中子 $E = 100eV, \Delta E/E = 2.8\%$。又如当 $\Delta t = 1ns, l = 1m$ 时，即 $\Delta t/l = 1ns/m$，对快中子 $E = 1MeV$，$\Delta E/E$ 也是2.8%。这样的分辨率是其它方法难以达到的。

除了上述因素外，中子能谱分析最后结果的精确度还依赖于作为中子源的起始带电粒子的能量分布，靶的能量厚度等因素。

(3) 中子计数效率。 在实际能谱测量工作中，都十分关心计数效率的问题，即时间分析器平均每道有多少计数。这与许多因素有关：中子源的强度、中子脉冲的重复频率、飞行距离、探测器的效率等等。同时必须指出，各道的计数是不均匀的。

设中子源每秒钟给出 k 个中子脉冲，每个脉冲里有 q 个中子，中子的能量分布函数是 $\varphi(E)$，则每个脉冲里能量从 E 到 $E + dE$ 之间的中子数为

$$dq = q\varphi(E)dE$$

单位时间到达探测器上的单位面积上单位能量间隔的中子数为

$$\varphi(E) = \frac{kq\varphi(E)}{4\pi l^2}$$

每秒钟在 ΔE 能量范围道内的计数为

$$\Delta N = A\varepsilon(E)\varphi(E)\Delta E = \frac{A\varepsilon(E)q\varphi(E)k\Delta E}{4\pi l^2} \quad (11.19)$$

式中 A 为探测器的有效面积；$\varepsilon(E)$ 为探测效率，l 为飞行距离。由(11.17)式可得

$$\Delta E = 0.028E^{3/2}\Delta t/l$$

代入上式可得

$$\Delta N = 2.2 \times 10^{-3}q\varepsilon(E)\varphi(E)E^{3/2}kA\Delta t/l^3 \quad (11.20)$$

可见每道的计数率是与 l^3 成反比的。粗看起来似乎增加飞行距离 l，可以减小 $\Delta t/l$，提高谱仪的能量分辨本领，和减小分辨时间 Δt 是等价的。但是，增加飞行距离 l，不仅由距离平方反比规律引入 l^{-2} 几何因子，同时由于距离拉长，能谱也拉宽了，相应的计数分配到更多的道中去了，所以计数率是与 l^3 成反比。如果缩短分辨时间 Δt，虽然 Δt 减少，但却是一次方的关系，而能量分辨本领可以得到改善。所以近年来飞行时间谱仪的主要发展趋势是减小 Δt。

如果增大探测器面积 A，提高探测效率 $\varepsilon(E)$，增加重复频率 k，增强中子源强 q 也都是可采取的改进措施。其中，探测器有效面积，一般最大也只是几十平方厘米，再大也不太现实；在提高探测器探测效率方面还有待进一步探索。而增加重复频率 k 则受到中子飞行时间前后重叠的限制。

图11.31中(a)表示出发时刻的中子脉冲，(b)表示经过一段飞行距离后以飞行时间表示的中子能谱已拉开。由图可见，如果频率太密，k 太大，则(b)中先后二个能谱将相互重叠，这就使能谱分析发生困难。所以重复频率是不能太高的，尤其在飞行距离很长时。

提高计数率的有效办法是增强中子源，即增加 q。这是目前改进中子能谱仪性能的另一主要方向。几十年来，在实验室范围内中子源的强度，以有效热中子通量密度计算，大约增加了十几个数量级，即从10^5到$10^{16}/cm^2 \cdot s$。实验室中最强的中子源目前主要是利用直线加速器，用强流的质子束打到重金属靶上产生轫致辐射再由光中子过程获得中子。在有的直线加速器上，为了进一步提高中子产额，还应用所谓增强装置(Booster)，即用裂变材料包在靶的周围做成次

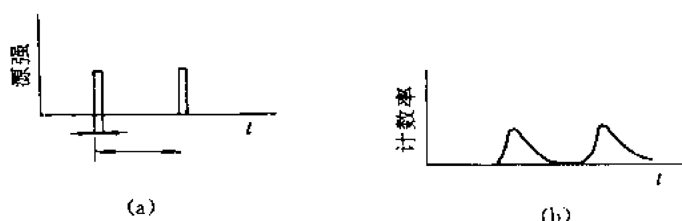


图11.31　飞行距离起点和终点处的中子脉冲谱
(a)出发时的中子脉冲　　(b)经过一段飞行距离后的中子能谱展宽

临界装置。除此以外，制造强流的回旋加速器，利用散裂反应，和利用激光或离子束压缩氘氚引起聚变反应等方案都是为了增强中子源。这些都是目前正在探索或进行的方向。

描述中子飞行时间谱仪的特性，除了上述能量分辨率和中子探测效率这二个参数外，在文献中有时还提到另一参数，即动态范围。它的含义是：在同一时间测量的中子最大能量和最小能量的比值，即 E_{max}/E_{min} 。

几十年来中子飞行时间能谱仪发展十分迅速，品种很多。但总的来看，主要是中子源的不同，探测器也有些差异，而时间分析器大体上都相仿。下面，我们依中子能量三个能区分别叙述：①热中子($E<0.4$eV)；②中能中子(0.4eV$<E<$10keV)；③快中子($E>$10keV)。

2. 热中子能谱仪

反应堆能提供大通量热中子，所以热中子能谱仪都建立在堆旁。典型的机械选择器中子能谱仪如图11.32所示。在反应堆实验孔道出口处放置一个高速旋转的转子。转子中间沿直径嵌

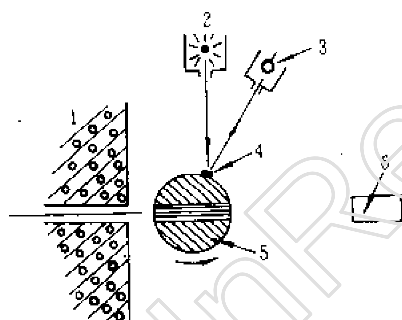


图11.32　机械选择器中子能谱仪
1——反应堆；2——光源；3——光电管；
4——镜子；5——转子；6——中子探测器.

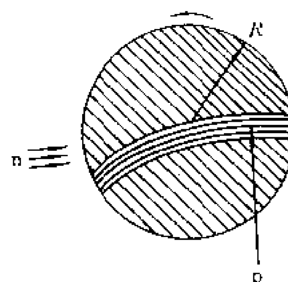


图11.33　狭缝是有曲率的转子

入许多平行的镉片，镉片中间有空的狭缝。当镉片与入射中子束平行时，中子得以通过。再利用一个光源经镜子反射到光电管产生电信号，作为中子的出发信号以触发时间分析器。当转子转过一个角度时，热中子都被镉片所吸收，为了减少其他能量的中子本底，转子往往是用含镍较多的合金做成。文献[23]则采用钆(Gd)作吸收片，由于吸收中子能力大20倍，钆片做得很薄，增强了准直效果。

机械选择器给出的中子脉冲形状近似于三角形。例如一个半径为5cm 的转子，缝宽为1mm，转速为每分钟9000次时，给出的中子脉冲宽度为21μs。这时可以通过的中子下限速度为

2356m/s，比这速度更低的中子将被挡在转子内。这相当于中子的能量为0.03eV。所以，这种转子适用的范围是从0.03eV到镉的吸收限0.4eV。为了使0.03eV的中子与下一个脉冲不重叠，飞行距离应不大于8m。这时的分辨率将是2.6μs/m，相当于$E=0.03\text{eV}$时$\frac{\Delta E}{E}=1\%$，$E=0.4\text{eV}$时，$\frac{\Delta E}{E}=4.5\%$。这一类机械选择器适用于测量反应堆的热中子能谱。

另一种转子是把狭缝做成有曲率的，如图11.33所示。当速度较慢的中子从狭缝入口处进入后，适当选择转子转速，仍可使中子沿转子直径飞行，无阻挡地飞出狭缝。所以这种转子可测中子能量更低。对速度太快的中子也起阻挡作用。

另外一种纵向狭缝的转子则可提供一定能量范围的中子，称为能量选择器又称单色仪，它的结构见图11.34。中子沿转轴平行入射，如果中子通过转子侧面狭缝长度l的时间恰恰和转子转过缝的偏角α的时间相等，则中子能穿过狭缝逸出。由此条件可得中子的速度v为

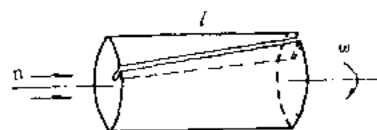


图11.34 纵向狭缝的能量选择器

$$v=\frac{2\pi nl}{\alpha} \qquad (11.21)$$

此处n为转子每秒钟的转数。大于或小于此速度的中子将被转子阻挡，不能通过。改变转速，则可让不同速度的中子通过。

由于狭缝总有一定的宽度$\Delta\alpha$，所以通过的中子速度也有一定展宽。由(11.21)式可得

$$\Delta v=\pm\frac{2\pi nl\Delta\alpha}{\alpha^2} \qquad (11.22)$$

另外，也可以选择前后相距一定距离二个有狭缝的转子，改变二个转子的转速和相位差，可以获得单色性更好的中子。这种单色仪给出的中子通常是连续的，而不是脉冲的。在低能中子区特别是冷中子范围目前用得很多。

3. 中能中子能谱仪

中子能量从1eV到10keV这一区域，是中能中子能区，又称共振中子区。各种材料的共振峰位置和截面数值，在理论上无法预言，在实际工作中却迫切需要，因此几十年来建造了不少投资很大的设备，专门用于中子能谱和截面的测量。从采用中子源来看有下列4种：

(1)机械选择器——快转子。 它的原理和结构与上述供热中子用的转子相似。但为了阻挡中能中子，不能用镉，而要用铀、含氢物质、镍等材料。并且，必须增大转子的直径以提高阻挡中能中子的效率。为了缩短分辨时间，则要提高转速和增大飞行距离。例如，50年代后期BNL采用的转子是直径为76cm的塑料，上开八对狭缝，转速为每分钟12000转，给出的中子脉冲近似于三角形，其半宽度为0.7μs，飞行距离为15m和60m。为了提高转速，有些实验室设计了磁悬浮无轴承支持的转子，有的用喷气驱动，转速可提高到每分钟20000到40000转。这类仪器曾广泛使用过一个时期，由于反应堆稳态功率进展不大，这种方法的本底也较大，所以70年代以后就较少使用了。

(2)由加速器提供脉冲中子源。 各种类型的加速器都可提供脉冲中子。在回旋加速器中离子只在通过D型盒间隙时才被外加高频电场加速。所以离子加速过程本身就是脉冲化的。然而这种脉冲是纳秒量级的。当离子运动到最外的轨道附近时，在静电偏转板上加一脉冲高电压，使离子束偏离原来轨道，打在靶上就可得到微秒量级的中子脉冲。其它类型的加速器也可

相似地获得脉冲中子束。加速器的中子飞行时间谱仪与反应堆旁机械选择器中子谱仪相比，其优点：一是二个中子脉冲之间没有辐射，所以各道本底远比转子式的中子谱仪为小；二是中子脉冲宽度可以是微秒数量级的，也可减小到纳秒数量级，同时重复频率调节也很方便；三是一些类型加速器的束流强度不断增加，从而使瞬时中子强度，甚至平均中子强度都超过稳态反应堆。例如，近年来建造了一批强流的同步回旋加速器和电子直线加速器。在这些加速器上建立的中子飞行时间谱仪的性能见表11.9。

表11.9 若干连续谱脉冲中子源装置

装 置	粒子能量 (MeV)	靶	平均中子强度 (n/s)	脉冲宽度 (ns)	飞行距离 (m)	标称分辨率 (ns/m)
Harwell 电子直线 I	e,45	U	1×10^{12}	10	100	0.1
Harwell 电子直线 II	e,120	U,Ta	2×10^{13}	5	5-400	0.01
Geel 电子直线	e,120	U	1×10^{13}	3	30-400	0.008
Oak Ridge 电子直线	e,120	Ta	1.2×10^{13}	3	10-200	0.01
Karlsruhe 等时性回旋	d,50	U	2×10^{14}	1.5	10-200	0.008
Kiev 等时性回旋	d,60	U	3.4×10^{14}	1	200	0.005
Columbia 同步回旋	p,600	Ta	1×10^{15}	10	75-200	0.05
LAMPF-WNR 介子工厂	p,800	W	1×10^{15}	5-5000	4-200	0.02
Dubna IBR-II		Pu	$2\times10^{15}n/cm^2\cdot s$	230		
Los Alamos 地爆			10^{16}	100	180	0.5

在目前运行的加速器中子源中，美国橡树岭电子直线加速器是能够在很宽能量范围内方便应用的装置，尤其在100eV～10keV之间其性能优于其它装置。德国 Karlsruhe 加速器由于重复频率高而限制了在低能区的适用性，但是对于几百 keV～30MeV 快中子能区，它是性能最好的一个装置。英国 Harwell 的45MeV 电子直线加速器在1959～1976年间曾经名列前茅并提供了大量数据，现在已经关闭，新建了120MeV 的电子直线加速器，性能和橡树岭的相仿。

从靶上得到的是快中子，为了得到较多的中能中子，需要在靶附近放置聚乙烯等慢化材料。中子的慢化过程也需要一定的时间，因此给出的中子脉冲宽度也较宽。中子能量愈低，需要慢化的时间愈长。例如，在聚乙烯中慢化到100eV 约需0.135μs，慢化到1eV 约需1.35μs.

(3)脉冲反应堆中子源。 经过特殊设计的热中子反应堆，在快速提升控制棒后，反应堆迅速到达临界，随着温度的上升，由于负温度效应，功率立即下降，回复到初始状态。这种热中子反应堆(如 TRIGA 型)在堆芯中可得到10^{16}n/s 量级的峰值热中子，但其脉冲宽度(FWHM)约为10ms。

另一种脉冲式快中子反应堆，则是将一块裂变材料(或中子源)以高速穿过一个无慢化剂的次临界装置，使之瞬时超临界，随即产生大量快中子。50年代起美国建造过几十个各种型号的脉冲反应堆，它们提供的脉冲中子通量密度可达$10^{18}n/cm^2\cdot s$。在苏联杜布纳曾建造过几种脉冲堆供一般中子实验用，曾计划安装1000m 的飞行管道，然而脉冲快中子反应堆的中子脉冲宽度最窄也要一、二十微秒，所以分辨率不可能很高。由于发热等原因使各种结构材料变形，致使传动机构失灵。

(4)地爆。 地下核爆炸，作为一种单次脉冲中子源，其强度比现有实验室中子源的都高。表11.9中最后一行给出了美国 Los Alamos 实验室以地爆作中子飞行时间能谱仪的主要指标。

这种中子源在测量中的主要缺点是中子脉冲太宽，分辨率不高，实验条件不易。

4. 快中子飞行时间谱仪

（1）*利用回旋加速器的自然调制束。* 如前所述，回旋加速器加速过程本身是周期性的，所以给出的离子束是脉冲式的。如果 D 型盒上的高频电压是10～20MHz，则给出的离子束脉冲宽度大约是2～3ns，脉冲间距大约是50～100ns。这时飞行距离只能取1～2m。如果要减少重复频率，要另外在偏转板上加脉冲高压。回旋加速器自然调制就能给出脉冲束，这是方便的。但是自然调制并不总能给出窄的脉冲宽度并保持稳定，调整和控制脉冲宽度及其相位常常是困难的。此外，回旋加速器还存在着能量单色性和稳定性差的缺点。因此，虽然在回旋加速器上开展快中子飞行时间工作已有很长的历史，先后也建立了不少谱仪，但是实验结果报道有限，更少细致的测量工作。60年代后期，美国密执安大学首先开始了回旋加速器精细化的研究方向，并取得了显著的成绩。据1972年报道，在40MeV 等时性回旋加速器上得到时间宽度为200ps，能量分辨率为6×10^{-4}的带电粒子束，流强为0.5μA。美国 Colorado 大学为了提高加速器束流品质，采取了在加速粒子从离子源引出后的前几圈上设置定位光阑，以及对加速器主要参数进行稳定的措施。如磁场稳定到$\frac{1}{20000}$；高频电压稳定到$\frac{1}{7000}$；高频频率稳定到$\frac{1}{10^6}$。这样，在30MeV 等时性回旋加速器上得到的脉冲束宽为～300ps，整个飞行时间谱仪总的时间分辨为0.9～1.2ns(FWHM)。这已可以和静电加速器的工作相比了。

（2）*静电加速器。* 利用静电加速器进行快中子飞行时间测量工作比回旋加速器有很多优点：结构简单，脉冲宽度和重复频率很容易调节；离子束能量稳定并能精细调节，离子束角分散度小；本底低，束流引到外靶上较方便等。所以，快中子能谱的许多工作都是在静电加速器上做的。

一般静电加速器给出的束流是连续的，为了取得脉冲束，最简单的办法是采用"束流尾部切分"的方法，见图11.35。它是在束流经过磁分析器后的出口处装一对偏转板，加上高频正弦电压。当束流通过偏转板时，受高频电场作用发生周期性的来回偏转。在靶的前面装上限流孔。在高频电压的每一周期内，束流一往一返有二次穿过限流孔到达靶上，因此在每一高频周期内产生二次中子脉冲束。

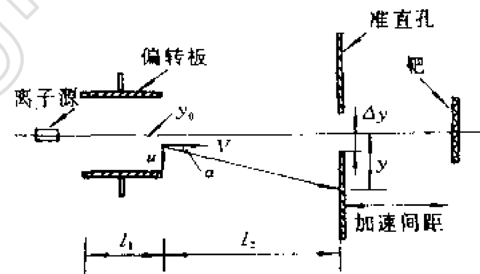


图11.35 束流切分方法

如果认为入射离子束能量$E=\frac{1}{2}mv^2$是单一的、准直的，速度v很快，当它通过偏转板l_1时，板上外加电压U尚未发生显著变化。这时在离子上作用的垂直方向力为$ma=\frac{eU}{d}$，d是板间距离。于是，在垂直方向上速度的增量为：

$$u=at=\frac{eUl_1}{mdv} \tag{11.23}$$

而位移y_0为

$$y_0=\frac{at^2}{2}=\frac{eUl_1^2}{4Ed} \tag{11.24}$$

定义

$$\mathrm{tg}\alpha = \frac{u}{v} = \frac{eUl_1}{2Ed} \tag{11.25}$$

离子束穿出偏转板后，仍以直线运动，在限流孔处的位移 y 为

$$y = y_0 + l_2\mathrm{tg}\alpha = \frac{eUl_1(l_1 + 2l_2)}{4Ed} \tag{11.26}$$

如所加电压为 $U = U_0\sin\omega t$，代入上式，并取微分，可得束流扫过 Δy 的时间即脉冲宽度 Δt 为：

$$\Delta t = \frac{2Ed}{\pi eU_0}\Delta y \frac{T}{l_1(l_1 + 2l_2)} \tag{11.27}$$

式中 T 为外加电压的周期。

用这种尾部切分的方法得到的脉冲束流只是连续束的很小一部分，一般只有零点几微安。例如，粒子束脉冲宽度为3ns，重复频率为4MHz，则平均束流约为连续束流的百分之一左右。如果连续束流为20μA，脉冲束流的平均电流只是0.2μA 左右。这时，绝大部分束流打在限流孔和管壁上，容易产生本底，尤其是在加速氘离子时，氘离子被限流孔和管壁所吸附，由 d－D 反应将产生大量的本底中子。

最好是采用"束流头部切分"的方法。这是把切分器紧靠在离子源后面，加速管的入口处。与尾部切分法相比较，这种方法的本底要小一个数量级。但是，要在离子源头部增添不少设备，对静电加速器来说会带来很多麻烦。对串级加速器来说，则是方便的，因为离子源是在外面的。利用头部切分方法，由于离子源的粒子能量 E 较低，所以(11.27)式中相应的 U_0，l_1，l_2 都不需要很大，就能得到毫微秒的束流脉冲。例如，当 $E = 4\mathrm{keV}$，$d = 1\mathrm{cm}$，$\Delta y = 0.2\mathrm{cm}$，$T = 300\mathrm{ns}$($v = 3\mathrm{MHz}$)，$U_0 = 1\mathrm{kV}$，$l_1 = 4\mathrm{cm}$，$l_2 = 5\mathrm{cm}$，代入(11.27)式即可得 $\Delta t = 3\mathrm{ns}$。

为了获得更短的脉冲，要采取聚束的方法。它的原理是利用一对缝隙加上调制电压，使离子束中速度较快、行进在前的粒子减速向后靠，把速度较慢滞迟在后的粒子加速向前靠，这样不仅可以得到更窄的脉冲束，同时束流也可以大大增强。

在静电加速器上建立起来的快中子飞行时间谱仪，进行快中子散射实验以及带电粒子引起核反应的中子能谱测量已经有二、三十年的历史了。近年来，方法上虽无原则性的发展，但技术上仍然有所改进。应用束调管聚束原理以及所谓 Mobley 聚束磁铁可以得到带电粒子束脉冲宽度在1ns 以内。例如，在北京中国原子能科学研究院 HI－13串列式静电加速器上，于80年代建成的多探测器快中子飞行时间谱仪，可用于8～40MeV 的快中子散射、次级中子双微分截面的测量[24]。加速器给出脉冲化的氘离子束，到达靶上脉冲宽度小于1ns。对10MeV 的中子(E_d=7MeV)，谱仪总的时间分辨约为1.6ns。它包括脉冲束宽度，1.5cm 长的氘气体靶、样品、探测器及电子学对时间分辨的贡献。靶上平均束流为1～3μA，飞行距离6.5m，必要时可延伸到11m，与国外同类谱仪性能大体相仿。

在14MeV 中子发生器上建立的飞行时间谱仪不少采用伴随粒子法。目前水平基本保持为：总的时间分辨～1ns，飞行距离2－3m，相应能量分辨～490keV。伴随粒子法的主要缺点是效率低，看来脉冲束飞行技术仍然是主要发展方向。

四、晶体衍射法

由于中子具有波性，当它的波长和物质中原子之间的距离同数量级时会发生衍射现象。利用这一原理，制成了中子晶体衍射谱仪，它既可用来研究中子能量分布，又可以分解出单色中子。

中子在晶体上发生衍射和 X 射线在晶体上发生衍射的过程十分相似。当中子波以掠射角 θ(不是入射角 α)射向晶面，在相邻两个晶面上反射的中子波有 $2d\sin\theta$ 的路程差，其中 d 为相邻两个晶面之间的距离。当 $2d\sin\theta$ 等于波长的整数倍时，这二支反射波便相干加强，否则就相干减弱甚至抵消。把无数个平行晶面上的反射累加，便得到相干产生极大的条件(即布喇格公式)：

$$2d\sin\theta = n\lambda \qquad (n = 1,2,3\cdots) \tag{11.28}$$

其中，n 为正整数，称为级数；λ 为中子波长，它与中子能量 E 的关系为

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \tag{11.29}$$

其中，h 为普朗克常数，p 为中子动量，m 为中子质量，一些中子能量和波长的对应关系见表 11.10。

表11.10　中子能量、波长、速度的关系

E(eV)	λ(0.1nm)	v(cm/s)	飞行1m 所需时间(μs)
10^3	0.0091	4.375×10^7	2.29
10^2	0.0286	1.384×10^6	7.23
10^1	0.0905	4.375×10^6	22.9
1	0.286	1.384×10^5	72.3
10^{-1}	0.905	4.375×10^5	229
10^{-2}	2.86	1.384×10^5	723
10^{-3}	9.05	4.385×10^4	2286

将(11.29)式代入(11.28)式得

$$2d\sin\theta = n\lambda = \frac{nh}{\sqrt{2mE}} \tag{11.30}$$

满足这一条件的反射称为中子布喇格反射。这也就是说，只有能量为

$$E = \frac{n^2}{\sin^2\theta}\cdot\frac{h^2}{8md^2} \tag{11.31}$$

的中子才能在 θ 方向得到最大的反射，并且反射中子能量和入射中子能量相等，在其它方向则得不到反射。

由于随着级数 n 的增加，反射中子强度迅速减弱，所以实用上一般只用第一级($n = 1$)的反射。

根据这一原理，就可用来分析中子能谱。假使投射到晶体上的中子是包含各种能量的中子

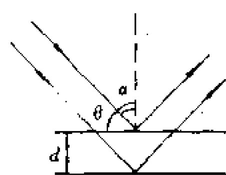


图11.36　中子波在晶体上的反射

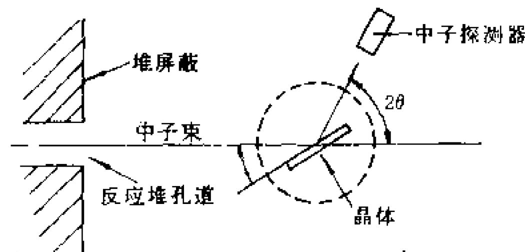


图11.37　中子晶体衍射谱仪示意图

束，我们只需要改变 θ 角，根据(11.31)式，不同能量的中子将在不同的 θ 角反射，用中子探测器测量不同角度的反射中子通量，即得到中子能谱。

图11.37是测量中子能谱的晶体衍射谱仪示意图。由反应堆孔道引出的中子束以掠射角 θ 投射到晶体表面，在晶体上反射后用 BF_3 正比计数管记录。反射中子束与入射中子束之间夹角为 2θ。机械装置设计得使探测器和晶体转动同步，即保证在转动过程中探测器和入射中子束的夹角始终是晶体和入射中子束之间夹角的两倍。这样，掠射角 θ 从 $0°$ 开始逐步增大，探测器只接受到相应 θ 的布喇格反射中子，也即连续测量了中子的能量。

中子晶体衍射谱仪的能量分辨率可由(11.31)式微分得出：

$$\Delta E = \frac{n^2h^2}{8md^2} \cdot \frac{-2}{\sin^3\theta}\cos\theta\Delta\theta \qquad (11.32)$$

$$\frac{\Delta E}{E} = -2\mathrm{ctg}\theta\Delta\theta \qquad (11.33)$$

当用氟化钙(CaF_2)晶体时，中子能量和布喇格掠射角关系见表11.11。表上还列出当探测器对反射中子束的张角 $\Delta\theta = 0.8°$ 时，得到的能量分辨率随 θ 的关系。

表11.11　CaF_2 晶体，中子能量和掠射角关系

掠射角 θ(度)	中子能量 E(eV)	分辨率 $\Delta E/E$(%)
20	0.019	0.8
10	0.078	1.6
5	0.29	3.1
2	1.8	7.5
1	7.3	14
0.5	29.0	28

由表可见，中子能量低时分辨率较好，当中子能量大于10eV 时，实验已十分困难。这是由于：①能量分辨率已很差；②由于反应堆中子能谱呈麦克斯韦分布，能量高的中子通量很弱，本底相对来说要大得多；③反射中子束和透射中子束之间夹角很小，散射影响增大。为了保证有一定的分辨率，入射束和出射束都用几十片互相平行而有狭缝的钢片做准直器，以使中子束对晶体和探测器的张角尽可能小。

第四节　中子通量密度及中子源强度的测量

一、概　述

1. 中子通量密度测量的重要性

在核物理中，凡涉及到研究中子与原子核相互作用的问题，例如中子与原子核反应截面的测量，中子角分布等问题，都首先遇到中子通量密度测量问题。中子通量密度测量的准确性，直接影响各种参数测量的准确性。

核反应堆内中子通量密度分布是堆的重要物理特性，设计、起动、运行和操纵反应堆，中子通量密度分布的测量都是必不可少的。

近来中子活化分析等技术日益广泛地在各个领域中得到应用。其中，中子通量密度的准确测量是决定分析精度的重要因素。

从安全防护的角度出发，对反应堆、加速器周围各处的中子通量密度必须有准确的测量。

工厂生产、研制各种中子探测器和中子剂量仪，它们的效率刻度与校准也涉及到中子通量密度的绝对测量。

2. 中子通量密度*和中子密度

实际工作中，如利用由同位素源或加速器产生的中子，研究一束中子与物质的相互作用时，我们主要关心的是每秒钟射到物体上的中子数。当物体距中子源较远时，入射的中子束可以近似地看成是平行束。令中子束里单位体积内的中子数为 n，称为中子密度。如果中子的速度为 v(cm/s)，则单位时间内在垂直于中子束方向单位面积上将有 nv 个中子通过。中子密度 n 和速度 v 的乘积 nv，称为中子通量密度。用符号 ϕ 表示。

当中子有好几种能量时，如以 $\phi(E)\mathrm{d}E$ 代表能量在 E 到 $E+\mathrm{d}E$ 范围内的中子通量密度，则在连续中子能谱的条件下，总通量密度

$$\Phi = \int_E \phi(E)\mathrm{d}E \tag{11.34}$$

对同位素中子源，如果作用物体离源较远，中子源可以看作是点源，从中子源出来的中子必然都通过 $4\pi R^2$ 的球面，一般认为同位素源放出中子都是各向同性的，所以物体表面的中子通量密度可按下式计算

$$\phi = \frac{Q}{4\pi R^2} \tag{11.35}$$

Q 为中子源的强度，即每秒放出的中子总数。

对于加速器中子源，由于中子产额是各向异性的，即与出射方向有关，计算通量密度时必须考虑靶上产生中子的角分布，要用给定方向单位立体角内的中子数代替上式中的 $Q/4\pi$。

对于反应堆中那样的中子场，因为中子具有各种各样的运动方向，不可能找出一个与所有中子速度方向都垂直的平面，这样就要用一个更普遍的定义，即把每秒钟进入一个其截面积为一平方厘米的球的中子数叫作通量密度。不难证明，这个值就是 nv。

应当注意，中子通量密度是没有方向性的，与具有方向性的量(如电流强度)的概念是不一样的，在电流强度这些概念中，如有两个相反方向的电流存在，它们是要相互抵消的。然而，在中子通量密度概念中，相反方向的分量不是抵消，而是相加的。这是因为中子和物质发生相互作用的数目是与通量密度成正比的，显然中子是否和物质发生作用与中子究竟从那个方向入射无关。

表征中子场可以有二个量：中子密度和中子通量密度。中子密度是中子场中单位体积内的中子数。如以 $n(v)\mathrm{d}v$ 表示场中某点单位体积内速度在 v 到 $v+\mathrm{d}v$ 范围内的中子数，则该点总的中子密度为

$$n = \int_v n(v)\mathrm{d}v \tag{11.36}$$

中子通量密度是中子密度 n 和相应中子速度 v 和乘积。如在某点上速度为 v 到 $v+\mathrm{d}v$ 的中子密

* 中子通量密度的定义是：在空间一定点上，在一时间间隔内，射入一小球体的中子数除以该球体截面与时间间隔，又称注量率。

度为 $n(v)\mathrm{d}v$，则相应的中子分通量密度为

$$\phi(v)\mathrm{d}v = n(v)v\mathrm{d}v \tag{11.37}$$

该点的总通量为

$$\Phi = \int \phi(v)\mathrm{d}v = \int vn(v)\mathrm{d}v \tag{11.38}$$

3. 通量密度测量的基本方法

中子通量密度测量的具体办法不下几十种，能区不同，采用的方法也不同。但归纳起来，不外乎下面3种基本方法。

(1)标准截面方法。 由于中子不带电，不能直接探测，而中子与原子核反应可能产生带电粒子，对带电粒子进行绝对测量已在前面章节中讨论过，是比较容易的。因此，只要精确知道核反应截面，通过对带电粒子强度的测量就可定出中子通量密度。下面举几个例子。

①在许多被采用的标准截面中，H(n,n)H 反应的截面是最重要的标准截面。目前实验和理论计算得出的数据已相当精确，并且符合得很好，在0.1MeV 到24MeV 能区内，误差不超过0.5%。所以，以氢的弹性散射截面为标准，通过测量反冲质子数目来测定快中子通量密度是目前采用得最广泛的方法，通常称为"氢反冲法"。

②一些元素俘获中子后变成放射性核。例如，^{197}Au(n,γ)^{198}Au 和^{55}Mn(n,γ)^{56}Mn，由于反应截面已知，测量^{198}Au 和^{56}Mn 的放射性强度也就可知道中子的通量密度。这是热中子通量密度测量中最常用的方法。

③利用中子和^{6}Li 或^{10}B 反应产生的带电粒子间接地测量中子的通量密度。

(2)伴随事件方法。 它又可分为二种：

①伴随粒子法

当我们使用加速器作为中子源时，在 T(d,n)^{4}He，D(d,n)^{3}He 和 T(p,n)^{3}He 等核反应中，每产生一个中子必然伴随产生一个重带电粒子^{4}He 或^{3}He。因此，进行较简单的^{4}He 或^{3}He 的绝对通量密度测量，就可确定出射中子的绝对通量密度。这种方法的精确度可到2%。对14MeV 中子 ($E_d \sim$ 200keV，利用 d－T 反应)，精度可达1%。

②伴随放射性法

在有些情况下，可以通过对反应产物放射性活度的测量来定反应中放出的中子数。例如，利用^{7}Li(p,n)^{7}Be 反应作为加速器中子源时，核反应产物^{7}Be 核是不稳定的。它的半衰期为53.3d，以 K 俘获的方式衰变到^{7}Li。其中，一部分先衰变到^{7}Li 激发态，在极短的时间内(～7.3×10^{-14}s)，激发态又以辐射478keVγ 射线的方式跃迁到^{7}Li 的基态；另一部分则直接跃迁到^{7}Li 基态。其中，跃迁到^{7}Li 激发态的比例占10.4%，衰变纲图见图11.38。因此，也可以说，在^{7}Li(p,n)^{7}Be 反应中每产生一个中子，有一定的比例伴随着产生478keV 的 γ 射线，只要测得这种 γ 射线的绝对强度，就可求得^{7}Be 核的总数，再从中子的角分布求得中子通量密度。这种方法的最大优点，是适合于千电子伏能区的中子通量密度的测量，并可作为一种独立的方法和其它方法比较，目前精度可达3%。另外，也可以利用^{51}V(p,n)^{51}Cr 反应，同样只要测出^{51}Cr 的 γ 放射性强度就可求得中子通量密度。

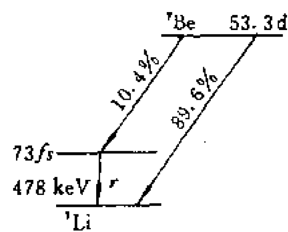


图11.38 ^{7}Be 衰变纲图

(3)长计数器测量方法。 长计数器的效率与中子能量关系不大。目前最好的长计数器，它的效率平坦区可从0.025eV 的热中子一直延伸到14MeV 的快中子，效率的精确度为2%～5%。这种方法比其它测量方法的效率高，使用方便。因此只要事前对长计数器的效率刻度好，就可以用它来测量从热中子到14MeV 快中子之间的任何能量的中子通量。

二、氢反冲法测量快中子通量密度

氢反冲法是测量快中子能谱的重要方法，同时也是测量快中子通量密度的主要方法。因为，H(n,n)H 反应截面研究得比较透彻，可以以它作为标准截面，通过测量反冲质子数定出中子通量。在上一节中，曾讨论过的闪烁望远镜、半导体望远镜和含氢气体正比计数管，也都可用来测量中子通量。

1. 闪烁望远镜方法

这方法是5～18MeV 甚至更高能区内中子通量密度测量最主要的方法。它的主要优点是能够精确计算探测单能中子的效率，同时由于中子能量高，反冲质子穿透能力强，可以适当增加辐射体的厚度以提高探测效率。它的缺点是探测效率低（≈10^{-7}）。

简单的闪烁望远镜结构示意图见图11.39。图中，A，B 为限制光阑，其孔径大小和相对位置确定了望远镜的几何条件，为了减少本底影响，应采用铂(Pt)或钽(Ta)材料。

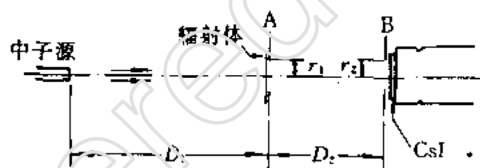


图11.39 简单望远镜结构示意图

若点中子源 S 发出的单位立体角的中子通量密度为 ϕ，望远镜记录到的反冲质子数为 N_p，则望远镜的中子探测效率 ε 定义为：

$$\varepsilon = \frac{N_p}{\phi} \tag{11.39}$$

可见，探测效率是由望远镜的几何因子、n-p 散射微分截面及辐射体含氢数目决定的，因为记录到的反冲质子数取决于这些因素，通常把望远镜的探测效率 ε 写成

$$\varepsilon = 10^{-27}Pm \tag{11.40}$$

其中，P 是辐射体单位面积上所含氢原子数；m 是与 n-p 散射截面，望远镜几何因子 D_1、D_2、r_1、r_2 有关的参数，D_1、D_2、r_1、r_2 的定义见图11.39，此数值已有人作了详细计算，有表可查[13][14]。

反冲质子谱的能量分辨率和探测效率两者之间是互相矛盾的。为了减少本底对测量精度的影响，可以加大 D_2 或减小 r_1、r_2，提高反冲质子谱的能量分辨，但这样就要牺牲探测效率。为了二者兼顾，望远镜的几何条件要适当选择。同样，辐射体的厚度也要适当选择，如增加厚度，探测效率可以提高，但因反冲质子在辐射体内的能量损失而会使能量分辨率变差。

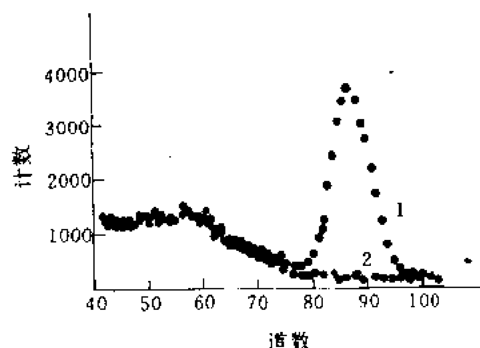


图11.40 简单望远镜的反冲质子谱

1——有辐射体；2——无辐射体。

一个典型的闪烁望远镜是：辐射体用聚乙烯薄膜，厚度为27mg/cm²，$r_1 = r_2 = 10$mm，$D_2 = 80$mm，D_1 在120mm，160mm 和 240mm 处分别进行测量，闪烁体用厚1.2mm 的 CsI(Tl) 晶体。由文献[14] 的表可查得在此几

何条件下的 m 值，并相应算出对 14MeV 中子的探测效率为 $\sim 10^{-7}$。用此望远镜测得的反冲质子谱形见图 11.40。图中，下面的本底主要是中子和 γ 射线在 CsI 晶体中直接产生的信号，或是在望远镜壁上的散射中子所引起的。此本底可在相同条件下，用有、无辐射体的交替测量加以扣除。

当中子能量很高或在很强的 γ 本底情况下（如在回旋加速器上）进行测量，本底很大。为了减少本底对测量结果的影响，要采用符合望远镜的方法。这是在简单望远镜的两个光阑之间加上一个 $\Delta E/\Delta X$ 半导体探测器，然后进行符合测量。由于 $\Delta E/\Delta X$ 探测器不易做得很薄，一般的是 $\sim 50\mu m$，用于低能区测量时，反冲质子谱的分辨率很差。对于14MeV 中子，虽然分辨率略有影响，但本底却大大降低，峰谷比可由原来的5变为10～20。

2. 半导体望远镜和平面膜半导体探测器

半导体望远镜，在原理上是和闪烁望远镜一样的，所不同之处，只是用半导体探测器代替了 CsI 探测器。它的优点是结构简单、使用方便，同时 γ 本底比闪烁计数器要小。半导体望远镜适用的中子能区是1－5MeV，其能量上限主要受 ^{28}Si 中核反应产生的带电粒子本底所限制，下限受辐射体厚度所限制。半导体望远镜由于工作在较低能区，探测效率是比较低的。从这个意义上说，不如采用平面膜半导体探测器为好。后者是把半导体探测器紧贴在辐射体薄膜后面，对反冲质子进行积分测量，探测效率就大大提高。由于同样理由，平面膜半导体探测器也只能在1～5MeV 能区工作。

在1.5MeV 能量以下，由于反冲质子射程的限制，必须把辐射体和半导体探测器置于真空容器中，成为真空半导体望远镜。半导体探测器可用电阻率为2～5kΩ·cm 做成的金硅面垒型探测器。对不同的中子能量，调节偏压以使灵敏区的厚度恰好能阻止最大能量的反冲质子。和闪烁望远镜相比，所测能量低了，这就要求辐射体尽可能薄。如果采用0.5mg/cm²的聚乙烯薄膜，可使测量下限达1MeV。用半导体望远镜测得的反冲质子谱和图11.40是十分相似的，处理和计算方法也相同。

对平面膜探测器，由于辐射体紧贴在半导体探测器表面，在实验室坐标系中，所有反冲质子全部在前向飞出，所以反冲质子能全部被半导体探测器所记录。这时探测效率 ε 只和 n-p 散射截面及单位面积上辐射体中所含氢原子数 P 有关，即

$$\varepsilon = \sigma P \tag{11.41}$$

在平面膜探测器情况下，产额 N_p 为

$$N_p = \varepsilon\Phi = \sigma P\Phi \tag{11.42}$$

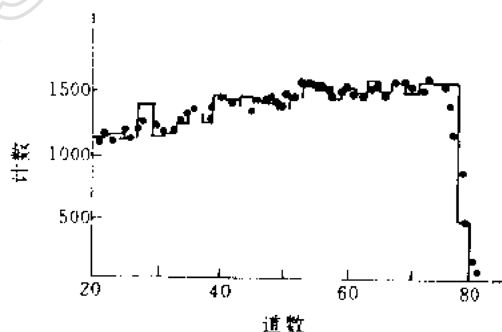


图11.41 平面膜半导体探测器的反冲质子谱

·—实验值；——理论计算值。

由于 E_p 反冲质子的能量从 0 到 E 都有，所以平面膜半导体探测器测到的反冲质子谱为矩形谱。图 11.41 是实际测到的谱形。由于半导体探测器和电子仪器的噪声的影响，在低能部分 $E_p=0$ 这一点通常由外推得到，或是根据理论计算谱，把理论谱和实验谱相比较，再把实验谱低能部分外推。这种方法测量中子通量的精度在±3%以内。

3. 含氢气体正比管

在40keV－3MeV 中子能区，中子通量可用含氢气体正比管测量。其原理也是由 n-p 散射的反冲质子谱来定中子数，采用的标准也是 n-p 散射截面，只不过是把薄膜辐射体改为含氢气

体，改变了记录反冲质子的方法。目前，用含氢正比管测量中子通量，无论是理论谱计算还是实验上验证都已经发展得比较完善。

图11.42是一个典型的含氢正比管结构示意图。该正比管，供中子能量在550keV以下测量用时，充氢气，气压为67～200kPa；对中子能量在200keV到2MeV之间测量用时，则充CH_4气体，气压为53～200kPa。此正比管的灵敏体积为长～15cm，半径～2.5cm。测量的精确度主要是灵敏体积要定准，这样才能定准氢原子的总数。

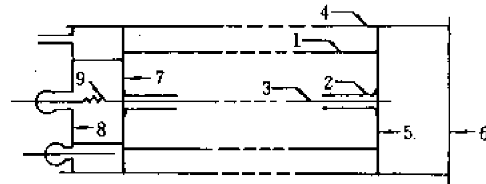


图11.42 含氢正比管结构示意图

1——阴极；2——场管；3——中心丝；4——外壳；5、7——云母片；6——盖；8——底；9——弹簧。

根据计数管所充气体压力，几何尺寸以及记录的反冲质子数计数率，按照(11.42)式，相似地可以算出中子通量。因为反冲质子能量都损失在计数管内，反冲质子的能量从0到E都有，于是测到的谱也是矩形谱。

这种方法适用的能区为40keV～3MeV，再高受质子射程的限制，更低则受γ本底和电子学噪声本底的限制。若采用低噪声前置放大器和n-γ甄别技术，能量下限还可以下推，有希望达到10keV。

三、中子活化法测量中子通量密度

1. 概　述

这种方法的基本原理在本章第一节中已提到，实际上这也是属于截面法，即利用某种反应截面已精确测定的材料，放入中子场中某一待测点，照射一段时间，取出测量它所放出的β或γ放射性，根据衰变纲图可算出此材料中形成的放射性核的活度*，从而求得中子通量密度。

这一方法有如下优点：

(1)由于放射性核素放出的是β射线(或γ射线)，而β(或γ)射线的绝对测量比中子容易得多。

(2)探测器是一小块激活片，体积小，不易使被测中子场的通量密度发生畸变，所以特别适用于测量反应堆内中子通量密度分布的情况。

(3)无γ本底。一般在中子场中总伴随有较强的γ本底，但γ射线一般不会使薄激活片活化。

(4)活化探测器灵敏度可以在很大的范围内变化，只要适当选择活化材料及其厚度。这种方法可以测量小到$1/cm^2\cdot s$的中子通量密度，也可以测量大到堆内～$10^{14}/cm^2\cdot s$的中子通量密度。

(5)由于激活片材料的中子截面都存在着尖锐共振，选择不同材料，就可以测量不同能量的通量密度。

这一方法的缺点在于：不能连续指示通量密度随时间的变化。因为，放射性核素形成是一个积累过程，而测量和照射在时间上又是分开的，因此只适用于测量稳定的中子通量密度。

用活化方法可以测量从热中子到快中子各个能区的中子通量密度。对快中子是利用(n,

---

* 放射性核素的衰变率，按照《中华人民共和国计量单位名称与符号方案(试行)》的规定，称为“放射性活度”，单位名称为“贝可[勒尔]”，同时沿用“放射性强度”这一名称。本书中，一般用放射性活度这一物理量名称。

p)、(n,α)等阈能反应产生放射性核素，其基本原理是一样的。

下面进一步讨论用活化法测量中子通量密度的几个具体问题。

2. 激活片中放射性核素的生长和衰变

活化法的流程图如图11.43所示。在 $t=0$ 时将激活片放入中子场中受照射，在 t_0 时取出，放到测量装置中，于 t_1 时开始测量其放射性，到 t_2 时测量结束。

受照射时激活片中放射性核的生长和停止照射后放射性核的衰变，在一般原子核物理教科书中都有讨论[19]。根据截面的定义可知，照射期间生成的放射性核数 N_2 是和中子通量 ϕ，材料中的原子核数 N_1，反应截面 $\sigma(E)$ 成正比的 。而且

$$N_1=\frac{ds\rho}{A}N_A \tag{11.43}$$

式中 ρ 为激活片密度，A 为激活片元素的原子量，N_A 为阿伏伽德罗常数，$ds\rho$ 即为样品的重量。

可以认为在大多数情况下，N_1 在照射过程中保持不变，即它的燃耗可忽略不计，另一方面放射性核在照射期间以 λ_2N_2 衰变，因此有下列微分方程：

$$\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t}=N_1\sigma(E)\phi-\lambda_2N_2 \tag{11.44}$$

解此方程，利用初始条件 $t=0$ 时 $N_2=0$，可得

$$N_2(t)=\frac{N_1\sigma(E)\phi}{\lambda_2}(1-\mathrm{e}^{-\lambda t}) \tag{11.45}$$

这就是图11.44左面所示的图形，它以指数曲线上升，当照射时间大约为5个半衰期时，就接近于饱和值。



图11.43　活化法流程图

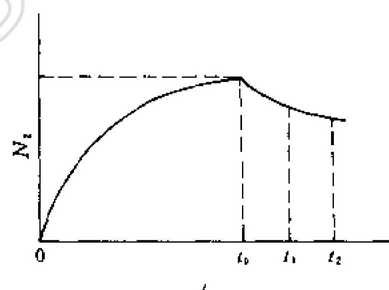


图11.44　激活片中放射性核素的变化情况

取出激活片后，到 t_1 时开始测量，这时的放射性核 $N_2(t_1)$ 为

$$N_2(t_1)=N_2(t_0)\mathrm{e}^{-\lambda(t_1-t_0)} \tag{11.46}$$

在 $t_1\to t_2$ 之间测到的放射性核衰变总数将是

$$N_2=\int_{t_1}^{t_2}N_2(t_0)\mathrm{e}^{-\lambda(t_1-t_0)}\mathrm{d}t=\frac{N_2(t_0)}{\lambda}[\mathrm{e}^{-\lambda(t_1-t_0)}-\mathrm{e}^{-\lambda(t_2-t_0)}] \tag{11.47}$$

即

$$N_2=\frac{N_1\sigma(E)\phi}{\lambda}(1-\mathrm{e}^{\lambda t_0})[\mathrm{e}^{-\lambda(t_1-t_0)}-\mathrm{e}^{-\lambda(t_2-t_0)}] \tag{11.48}$$

有关放射性核衰变数 N_2 的测量在其它章节中有详细论述。通常在中子通量测量中多数是测量激活片的 β 放射性。这时就要求激活片做得较薄，既可以忽略中子在激活片深处的吸收，

也可忽略 β 射线射出激活片时的吸收问题。

例题：用铟片活化法测中子通量，铟片面积 $S=4\text{cm}^2$，质量厚度 $d\rho=100\text{mg/cm}^2$，已知铟中 ^{115}In 的丰度为95.7%，其热中子截面为145b，将铟片放入中子场中照射6小时后取出，等待20分钟开始测量 ^{116m}In 的 β 放射性，β 射线的探测效率为95%，测量10分钟测得总计数为164000，求测量点的中子通量密度。

解：铟片中 ^{115}In 原子核数 $=\frac{ds\rho}{A}N_A\times0.957$

$$=\frac{0.1\times4}{115}\times6.022\times10^{23}\times0.957$$

$$=2.005\times10^{21}$$

查表得 ^{116m}In 的半衰期为 $T_{1/2}=54.1\text{min}$，相应的 $\lambda=\frac{\ln2}{T_{1/2}}=\frac{0.693}{54.1\times60}=2.135\times10^{-4}/\text{s}$ 代入(11.48)式可得

$$\frac{164000}{0.95}=\frac{2.005\times10^{21}\times145\times10^{-24}}{2.135\times10^{-4}}\times0.99\times(0.774-0.681)\times\phi$$

所以，$\phi=1.377\times10^3/\text{cm}^2\cdot\text{s}$

3. 激活材料的选择

对于激活片材料的选择，是根据下列要求考虑的。

(1)材料的中子活化截面随中子能量的变化必须精确知道。在测量弱中子通量时，应选择截面大的材料，否则激活放射性很弱，统计涨落太大。当测量强中子通量时，应选择截面小的材料，否则放射性过强，探测器容易被阻塞。

(2)材料要纯，特别不能混有高激活截面的杂质。材料也要容易加工成薄箔，使自吸收因素减小。

(3)要求反应产物的半衰期适宜于测量。一般都选在几分到几天之间。半衰期不宜太短，否则可能给操作和测量带来困难，但也不宜太长，否则将要求很长的辐照时间和测量时间。

(4)激活片辐照后最好只产生一种放射性核素。

根据上述要求，一般常用的几种活化材料及其性质列在表11.12上，次序大体上反映了应用的广泛程度。最常用的是铟。它的放射性产物 ^{116}In 有亚稳态和基态，它们是同质异能态。亚稳态的半衰期是54.1min，基态的半衰期是14.1s。为了测量分析方便，在使用 In 时都选用半衰期为54.1min 的激活放射性，为了除去半衰期为14.1s 的放射性，在铟片照射后等待一段时间再进行测量。例如等待三分钟后，半衰期14.1s 的放射性只剩下万分之一了，而半衰期54.1min 的放射性还有95%。

由于 ^{116m}In 的半衰期比较合适，活化截面也很大，感生放射性的粒子能量较高便于测量，以及铟片本身较软，很容易用手工加工成薄片等原因，使铟成为最常用的一种激活片。

金的截面也很大，它的衰变纲图很简单，材料本身很纯，也容易加工成薄箔，所以一些中子通量的绝对测量往往用金做激活片。

镝的活化截面特别大，可惜不存在单体的镝，这就限制了它的广泛使用。近年来国外厂商已压制成化合物薄片，供测量反应堆中子通量用。

4. 激活片的制备

表11.12 常用激活片材料

核 素	丰度(%)	σ_{th}(b)	共振能量(eV)	放射性核	半衰期	主要射线(MeV)
^{115}In	95.7	145	1.45	^{116m}In	54.1m	β^-(1.0),γ(0.14等)
^{113}In	4.3	60		^{114m}In	49.51d	
^{197}Au	100	96	4.9	^{198}Au	2.7d	β^-(0.964),γ(0.412)e^-
^{127}I	100	5.5	20—200	^{128}I	24.99m	β^-(2.12)
^{164}Dy	28.1	2600	54	^{165}Dy	139.8m	β^-(1.25),γ(0.78等)
^{63}Cu	69.2	4.3	590	^{64}Cu	12.70h	β^-(0.573),γ(1.35)
^{65}Cu	30.8	1.8	230	^{66}Cu	5.1m	
^{59}Co	100	36	135	^{60}Co	5.27y	β^-(0.315),γ(1.17,1.33)
^{55}Mn	100	13.4	330	^{56}Mn	2.58h	β^-(2.84),γ(0.847)
^{23}Na	100	0.56	3000	^{24}Na	15h	β^-(1.39),γ(1.37,2.75)
^{51}V	99.75	4.5	4.2,13keV	^{52}V	3.76m	β^-(2.1),γ(1.5)
^{37}Cl	24.23	0.56	26keV	^{38}Cl	37.3m	β^-(5.0)
^{107}Ag	51.83	45	16.4	^{108}Ag	2.4m	
^{109}Ag	48.17	3.2	5.2	^{110m}Ag	252d	β^-(0.53),γ(1.51等)

(1)对于稳定性好而又较软的金属，如铟、金、银等，可以用滚筒多次压延的方法制备，一般可以做到小于0.1mm 厚，并用称重法定出厚度 d：

$$d = \frac{W}{S\rho} \tag{11.49}$$

其中，W 为重量，S 为激活片面积，ρ 为活化材料密度。

然后，将压延的激活片冲切或剪割成所需形状，再平整地粘贴在铝片衬底上。用铝做衬底是不易活化，即使活化，它的半衰期只有2.7min，很快就衰变完了。然后，在激活片表面涂上很薄的有机膜做保护层，使 β 粒子仍能穿过，而激活片材料不易被擦伤磨损，因为操作激活片时都是用镊子的。

(2)假若要求激活片厚度很薄，则可以用真空喷涂法蒸发在铝衬底上。对于不稳定金属（如钠或卤素元素碘、氯等），则应选择其稳定化合物作原材料。

(3)有些金属不能压延，如镝，则可用氧化镝 Dy_2O_3 粉末均匀混合在火棉胶的香蕉水溶液中，做得很稀，然后将溶液用滴管滴在铝片上，待香蕉水蒸发后，铝片上留下一薄层均匀的三氧化二镝。

5. 镉差法

我们知道激活片的热中子活化截面都是相当大的，各种核素在慢中子能区大都存在共振现象，有些中子作用截面也很大。因此激活片的感生放射性实际上是由两类中子产生的，一类是热中子，另一类是共振能区的中子。为了把热中子和共振中子的贡献区分开来，通常采用“镉差法。”

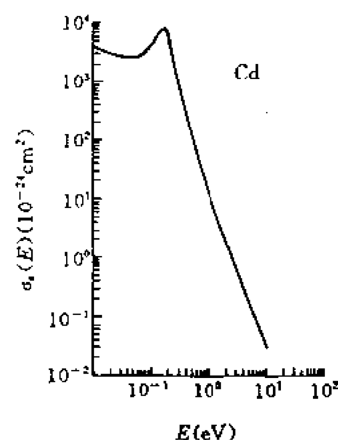


图11.45 镉的吸收截面与中子能量的关系

镉是能强烈吸收热中子的材料，它的吸收截面随能量的变化关系如图11.45所示。在热中子区，镉的吸收截面很大，在0.176eV

附近有一高共振峰，峰值吸收截面达7200b。然后，当中子能量增大时，吸收截面就急剧下降。这样，我们只要在激活片外面包一薄层镉片(0.5－1mm)，热中子就几乎全部被镉吸收了。这时激活片的感生放射性主要由热中子能区以上的超热中子所引起。而不包镉的激活片，其感生放射性则是由热中子和超热中子共同引起。这两种感生放射性之差就反映了热中子的贡献。过去一般公认，热中子和超热中子的分界点为0.4eV，称为镉截止能或镉切割能。近来认为取0.5eV更妥当。

实验上为了求得热中子通量密度，要进行二次测量。第一次测量不包镉的激活片的饱和放射性 I_s，它是热中子和超热中子共同贡献的；第二次，测量包镉的饱和放射性 I_{sc}，它是由超热中子贡献的。它们之差就是热中子的贡献，记为 I_{st}，故有

$$I_{st} = I_s - I_{sc} \qquad (11.50)$$

由 I_{st} 再利用(11.48)式就可以得到热中子通量密度的数值。利用镉差法测量热中子通量密度时所用的激活片必须很薄，以避免自吸收作用。如使用金箔，当金的厚度超过0.5mg/cm²时，就需要作吸收校正。一般都是用低浓铝合金(即在铝中含有0.1%－1%的金或钴)作激活片。

四、锰浴法测量中子源强度

所谓"锰浴法"是将待测中子源放置在体积很大的含锰元素的水溶液中，中子在水中充分慢化后被溶液中的 ^{55}Mn 俘获，变成放射性核素 ^{56}Mn，通过测量 ^{56}Mn 的放射性活度，就可得出中子源强度。本质上它仍然是活化法或标准截面法。这一方法专门用来标定各种携带式中子源强度。

实验装置如图11.46所示。图中左边表示活化过程，一个直径和高度都是一米的圆柱形容器中盛着含锰的蒸馏水溶液(如 $MnSO_4$)，这样的容器尺寸比中子源所放出中子在水中的慢

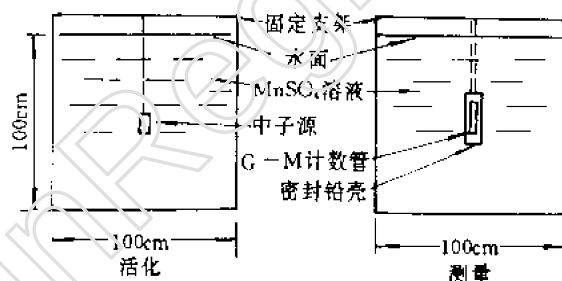


图11.46 锰浴法实验装置

化长度(一般小于10cm)大得多。因此中子源所放出中子在容器中将得到充分慢化，所有快中子几乎全部减速成热中子，从而被含锰容器中的 ^{55}Mn 和其它介质原子核俘获。^{55}Mn 俘获中子而形成的 ^{56}Mn 具有 β 放射性，它以2.6h的半衰期放出 β 粒子，跃迁到 ^{56}Fe 的激发态，然后放出 γ 射线而到达 ^{56}Fe 的基态。为便于讨论，先假设热中子完全被溶液中的 ^{55}Mn 俘获，然后讨论一般情况。

如将中子源放置在容器中的时间足够长，即比 ^{56}Mn 的半衰期大很多时，放射性将达到久期平衡，于是单位时间由中子激活形成的 ^{56}Mn 核数等于容器中 ^{56}Mn 总的衰变数。于是得到容器中全部 $MnSO_4$ 溶液放射性活度 A 和中子源强度 Q 的关系为

$$Q = A \quad (11.51)$$

为了测得 A，一般把一个 G-M 计数管直接放在容器中央固定部位测量整个溶液的 γ 射线，如图11.46右面所示。假如探测器测到的 γ 计数率为 n（已经本底和死时间校正）则中子源强度即为

$$Q = \frac{n}{\varepsilon} \quad (11.52)$$

其中，ε 为探测器总效率，即 $\varepsilon=\frac{n}{A}$。ε 是通过将已知绝对强度的放射性 ^{56}Mn 盐溶液倒入这一盛水大容器中，然后用探测器测量计数率得到的。下面具体介绍探测器效率校正实验。

先将纯度为99.99%的金属锰几十毫克放在反应堆内受强中子流辐照活化，得到放射性较强的核素 ^{56}Mn。将这些金属锰溶于硫酸中，配制成一定量的 $^{56}MnSO_4$ 放射性溶液，再从这配制液中取一定份额滴在有机薄膜衬底上，制成厚为20－80mg/cm² 的锰放射源，用 $4\pi\beta\gamma$ 符合装置测量源的强度，除以滴在膜上溶液的重量，就得到"比放射性"。所谓"比放射性"是指单位重量配制液所含的放射性活度。然后，再称量一定的配制液倒入原来放中子源的盛水大容器中，水面高度和以前一样，均匀搅拌，然后用 G-M 计数管测量计数率，就得到 G-M 管的总探测效率 ε。

上面假设中子源放出的中子全部被锰溶液中的 ^{55}Mn 俘获。实际情况要考虑下列因素：

(1) ^{55}Mn 只俘获部分热中子，其它介质，如 H、O、S 等也吸收一部分热中子，这些因素由计算得出。^{55}Mn 俘获的热中子通常只占30%～60%，并与溶液的浓度有关。其它介质主要是水中的 H 吸收较多的热中子。有人考虑用重水代替普通水配制 $MnSO_4$ 溶液以提高 ^{55}Mn 俘获中子的份额。但存在 D(γ,n)反应，所以用重水代替普通水是不合适的。

(2)中子源放出的快中子在慢化到热能前可能引起 $^{16}O(n,\alpha)$ 和 $^{32}S(n,p)$ 反应，对这部份反应损失的中子应作修正。上述两个反应都是吸热反应，反应阈能分别为3.65MeV 和0.96MeV，所以修正量和中子源的能谱有关，中子源放出的快中子能量越大，修正越大。大部分光中子源由于能量在上述反应阈能以下，根本不需作此项修正。裂变中子源这项修正小于1%；(α,n)中子源这项修正较大，如 Ra-Be 源的修正为2%～3%。

(3)中子源放出的快中子有一部分泄漏到容器外面，造成中子损失。这项修正与容器尺寸有关，也与中子源所放出中子能量大小有关，对大多数光中子源及裂变中子源来说，一米左右的容器尺寸基本上可保证中子无漏失。

(4)中子在慢化过程中，在源和源的承托物上被吸收。

考虑了所有这些因素，代替(11.51)式将是

$$Q = A_{Mn} + A_H + A_S + A_O + A_l + A_{cont} + A_n - A_m \quad (11.53)$$

式中 A_{Mn}，A_H，A_S，A_O 分别为 Mn，H，S，O 等原子核吸收中子后对放射性活度的贡献，A_l 是中子漏失的因子，A_{cont} 是装源容器对中子的吸收因子，A_n 是发射中子被反射回到中子源并被源俘获的计数损失，A_m 是中子倍增率的贡献。这些项都是可以估算得出的。

利用锰浴法可对中子源进行绝对测量，一经测定后，就可以对其它中子源进行相对测量。不同类型的中子源也可以相互比较，所得结果和源的对称性无关。缺点是测量周期很长，约2～3天，灵敏度低，10^4/s 以下的中子源锰浴法已很难测量。对 10^5～10^6/s 的中子源，测量结果的误差约为2～3%。

五、用伴随粒子法测量快中子通量密度

上一节中介绍过用伴随粒子飞行时间谱仪测量中子能谱。这里是说记录在核反应中产生中子的同时伴随产生的带电粒子，通过一定的运动学关系计算来确定中子通量密度。以 T(d,n)^{4}He 反应为例。在与能量为 E_d 的入射氘束成 Ψ 角 $\Delta\Omega_\alpha$ 立体角内测得 N_α 个 α 粒子，相当于在与入射氘束成 θ 角处单位立体角内的中子通量密度 $\phi(\theta,E_d)$ 为

$$\phi(\theta,E_d)=\frac{N_\alpha}{\Delta\Omega_\alpha}A_\alpha \tag{11.54}$$

其中 A_α 称为各向异性因子，并有关系式

$$A_\alpha=(\frac{d\omega}{d\omega'})_\alpha/(\frac{d\omega}{d\omega'})_n \tag{11.55}$$

$\frac{d\omega}{d\omega'}$是反应产物的实验室系对质心系的立体角元的变换率，它有表可查，见文献[15]中表5。$\Delta\Omega_\alpha$ 为 α 粒子探测器对靶所张的立体角，若探测器前的限制光栏半径为 r，限制光栏到靶中心距离为 R，由于 $R\gg r$，故有

$$\Delta\Omega_\alpha=\frac{\pi r^2}{R^2}$$

各向异性因子 A_α 值也可直接由文献[15]中的表 32 查得。根据(11.54)式，由 α 粒子的计数，即可得出快中子通量密度 ϕ。

典型实验装置如图11.47所示。由加速器(高压倍加器或静电加速器)产生的氘束轰击氚靶。为了使产生的中子和 α 粒子能量单色性好，靶子一定要用薄靶(相当于几十 keV 的厚度)。通常都用直角靶管，选择在90°方向产生的 α 粒子。当入射氘束能量为200～600keV 时，α 粒子的平均能量约为4MeV，用金硅半导体探测器很容易记录。但在探测器前面必须放置吸收薄膜，因为在氘经过的路程上和残余气体与管壁上的原子发生弹性散射，产生的散射氘粒子能量从0到 E_d 的都有。吸收膜用来挡去这些大量的弹性散射氘核，否则半导体探测器极易损坏，α 能谱也很难测到。

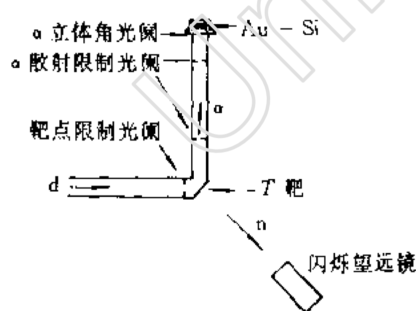


图11.47　伴随粒子法测快中子通量密度

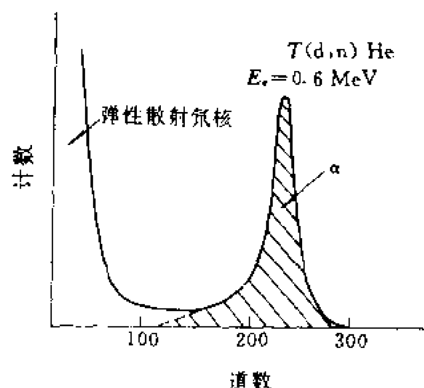


图11.48　伴随粒子法测得的 α 粒子能谱

测到的能谱见图11.48。低能部分仍然有一部分散射氘核的本底，从能谱中减去这部分本底，则得出 α 粒子的总计数。由此可得出相应的快中子通量密度。

文献[20]综述了70年代以来伴随粒子的发展情况，指出在产生中子的倍加器上，14MeV中子通量密度一般都用伴随粒子方法测量，因为所用设备简单，效率高，精度也很高。测量成功与否主要在于氘束、中子束和出射 α 粒子准直孔的有效立体角的确定。另外必须考虑的问题是，由于氚是 β 放射性的，存放一年的氚靶，将有6%衰变成^{3}He，而^{3}He(d,p)^{4}He 反应产生的 α 粒子和 T(d,n)^{4}He 反应产生的 α 粒子能量十分接近，实验上难以区分，因此在测量时最好选用新制备的氚靶。

近年来，利用伴随粒子法测量 d-D 反应和 p-T 反应产生的中子通量密度也得到了发展。对于 D(d,n)^{3}He 反应，由于^{3}He 粒子能量较低，当入射氘核能量大于150keV 时，很难与在靶上散射的氘核分开，因此一般是记录其竞争反应 D(d,p)T 反应产生的质子，再通过两个竞争反应的分支比等参数来推算出中子通量密度[21]。对于 T(p,n)^{3}He，则需作薄衬底的靶，并采取一些特殊措施消除散射质子干扰，有的通量测量已可达2%精度。

习　题

[1] 用 BF_3 计数管探测热中子的效率是20%，试估算探测1eV 和1keV 中子的效率。

[2] 试计算1eV，100eV，10keV，1MeV 中子的速度，飞行1m 所需的时间。

[3] 试计算于45°和90°方向出射的在氢核上散射的中子能量与入射中子能量的关系。

[4] 用 BF_3 计数管探测热中子，正比管体积为100cm^3，单位体积内天然硼原子数为2.68×10^{17}/cm^3，中子通量密度为10^4/cm^2·s，求计数管给出的脉冲计数率。

[5] 铟箔面积为4cm^2，厚度为100mg/cm^2，辐照100分钟后即取出，等候10min^{-1}测量其放射性活度，计数率为16400min^{-1}，若探测器的探测效率为80%，求热中子通量密度。

参　考　文　献

[1] L. F. Curtiss, Introduction to Neutron Physics, Nostrand Comp., New York, 1959.

[2] K. H. Beckurts and K. Wirtz, Neutron Physics, Springer-Verlag, Berlin, 1964.

[3] J. B. Marion and J. L. Fowler, Fast Neutron Physics, Interscience Publishers, New York, 1960.

[4] 弗拉索夫著，周沛平译，中子，高等教育出版社，1959年.

[5] Абрамов, Казанский, Матусевич, Основы Экспериментальных методов Ядерной Физики. Атомиздат, Москва, 1977.

[6] 反应堆堆芯中子通量监测器及其应用，原子能出版社，1978年.

[7] 郭士伦，原子能科学技术，1，84(1976).

[8] E. F. Bennett et. al., ANL-7384.

[9] 二机部核数据中心编，评价中子数据汇编(下册)，原子能出版社，北京，1978年.

[10] 石宗仁等，原子能科学技术，2，153(1976).

[11] 孙奉先等，原子能科学技术，2，133(1977).

[12] Б. В. 雷巴可夫，В. А. 西道洛夫著，中国科学院原子核科学委员会编辑委员会译，快中子能谱测量，161页，科学出版社，1961年.

[13] 李际周等，原子能科学技术，1，100(1977).

[14] 巩玲华等，物理，1，62，(1972).

[15] 中国科学院原子能研究所快中子激发曲线组编，加速器单能中子源常用数据手册，北京，中国科学院原子能研究所，1976年.

[16] 姚玲，原子能科学技术，3，209，(1975).

[17] 张应等,原子能科学技术,5,319(1963).
[18] 蒋嵩生等,原子能科学技术,1,98(1975).
[19] 卢希庭主编,原子核物理,第二章,原子能出版社,1981年.
[20] NBS Spec. publ. 493(1977)p. 221.
[21] 陈常茂,原子能科学技术,3,300(1983).
[22] N. Tsoulfanidis, Measurement and Detection of Radiation, McGraw-Hill Comp. , New York, 1983.
[23] 李际周等,原子能科学技术,4,1(1992)
[24] 撒骏等,原子能科学技术,11,1(1992)
[25] 汲长松编著,核辐射探测器及其实验技术手册,原子能出版社,1990年.

第十二章　低水平放射性测量

放射性活度测量的一般技术已在第八章里进行了讨论。在日常工作中，例如科学实验、辐射防护、环境监测等方面，常常碰到样品放射性极其微弱的情况。因此，在测量时希望采取一些特殊的措施，在测量结果的分析时，也要作专门的探讨。表12.1列出了若干需要涉及低水平测量的领域及研究内容。

表12.1　低水平测量在若干领域中的应用

学科领域	研　究　内　容
辐射防护	对接触放射性工作人员进行内照射监测
环境科学	核设施周围放射性的平衡、核沉降物的测量、放射性废物排放于海洋、大气中的监控
生物、医学	示踪实验、核医学
宇宙射线、地球化学	宇宙线通量分布、地磁场、其它星球上样品放射性测量、地热利用、火山、温泉的研究
大气现象	大气混和、水蒸气对大气的作用、冰雹形成和运动规律研究
考古、地质学	地壳形成年代、找矿、核技术考古、冰川、极地冰断代、地下水年龄和贮量估计、地下水来源和流动
食品卫生	食品中放射性的监测及其转移研究

在这些测量中，样品的比放射性常常低于10Bq/kg量级。如果测量装置的探测效率为50%，则每分钟每克样品将只能给出一个计数。这将与本底计数率同样的水平，甚至更低。在这类样品测量中常常受到非样品引起计数的干扰。这些干扰大致可分为两类：(1)各种因素引起的本底计数；(2)样品物质中含有干扰放射性。本底计数主要来自周围环境中的放射性、探测器本身的放射性、宇宙线、电子设备引起的假计数等。干扰放射性可能存在于样品载体中。

低水平测量一般要通过三个步骤来实现：第一，在所关心的地点采集有代表性的样品；第二，用物理或化学的方法浓缩样品；第三，测量样品并与标准样品比较。

根据具体研究题目，采集有代表性的样品，然后制成宜于测量的形式。这过程中，常常要把样品浓缩，把样品中所含的待测核素转移到待测源中去。这种转移可以是物理方法如蒸发、过滤等。也可以用化学方法如离子交换、萃取、共沉淀等。

为了获得理想的结果，往往要求样品有较大面积或体积。采用高效率的探测器。采取有效措施降低本底。对最后的结果要作统计学方面的分析。

本章内容不准备讨论采样、制样的技术，只着重于讨论有关低水平测量装置的优质因子及

从统计学角度讨论探测极限问题，然后从分析本底来源探讨如何降低本底。

第一节　测量系统的优质因子及探测极限

对于一个具体的样品，可以选用不同的装置进行测量，实验者要考虑的是选择那一种最为有利。在选择和比较不同的低水平放射性测量装置时，有三个方面是经常需要考虑的。第一是最少总计数时间，即为了得到一定的测量精度要花多少时间去测量样品以及本底。第二是本底的大小。第三是可以探测到的最少的放射性活度是多少。这三者相互有一定的联系。下面，通过优质因子及探测极限的讨论来加以说明。

一、探测装置的优质因子

假定计数的误差只由放射性及本底事件的统计涨落引起而忽略其它误差来源，则可导出样品净计数率的相对标准误差 ν 为

$$\nu^2 = \frac{(n_0 + n_b)/t_s + n_b/t_b}{n_0^2} \tag{12.1}$$

式中 n_0 为样品净计数率、n_b 为本底计数率、t_s 为测量样品所花的时间、t_b 为测本底所花的时间。当测样品及测本底的时间分配满足

$$T = t_s + t_b$$

$$\frac{t_b}{t_s + t_b} = \frac{n_b^{1/2}}{n_b^{1/2} + (n_0 + n_b)^{1/2}} \tag{12.2}$$

时，样品净计数率的相对标准误差为最小。(12.2) 式代入 (12.1) 式即得

$$\frac{1}{T} = \frac{\nu^2 n_0^2}{[(n_0 + n_b)^{1/2} + n_b^{1/2}]^2} \tag{12.3}$$

我们希望在一定的相对标准误差情况下，测量时间越短越好。因此定义：

$$Q = \frac{1}{T} = \frac{\nu^2 n_0^2}{[(n_0 + n_b)^{1/2} + n_b^{1/2}]^2} \tag{12.4}$$

为测量装置的优质因子。Q 大，所需测量时间就短。Q 小，测量时间就长。因此，优质因子 Q 就可以用来作为比较不同测量装置优劣程度的一个指标。

在一般情况下，样品净计数率总是比本底计数率大很多，此时 $Q \approx \nu^2 n_0$。但是，当射线强度很弱，测到的净计数很小，本底的影响就不可忽视。当 $n_0 \leqslant n_b$ 时，优质因子便为：

$$Q = \frac{\nu^2 n_0^2}{4 n_b} \tag{12.5}$$

可见，对于低水平放射性测量装置，提高样品净计数率及降低本底都是十分重要的。关于降低本底的问题下面还要详细讨论，这里简单提一下与提高样品净计数率有关的几个问题。

第一，样品计数率与探测效率成正比。要提高 n_0 必须提高探测效率，需要尽可能用高效率大体积的探测器。但探测器体积增大往往也使本底增加，这就需要特别注意探测元件的选择及屏蔽条件的改善。

第二，提高样品计数率需要尽可能提高样品的容量。忽略样品中射线的自吸收，则样品中发射的射线数目将与样品体积有关。增大样品体积(或重量)，就对测量有利。在自吸收不能忽

略时，如 α 放射性样品，则可采用薄而大面积的样品。为此，探测器灵敏面积也要增大。据文献报导，有的测量 α 放射性的屏栅电离室，阴极（表面涂有样品薄层）面积达 15000cm^2 以上。

二、从统计学角度对探测极限的认识

射线强度测量的目的是要回答两个问题：(1) 样品中有没有放射性？(2) 假使有放射性，它的量是多少？。当放射性物质含量较高时，样品净计数率远较本底为高，所以，不难回答上述问题。但对于低水平放射性测量，由于测到的计数率如此之低，与本底不相上下，甚至更低，这时就难以分辨是样品的贡献还是本底的涨落。因此，就提出了这样一个问题：测量装置可探测到的放射性量最少为多少？

有人从本底计数涨落服从高斯分布这一假定出发，设 σ 为本底计数率的标准偏差，则认为装置可探测到的最少放射性为本底计数率标准偏差的三倍。即

$$A_0 = \frac{3}{\epsilon}\sqrt{\frac{n_b}{t}} \tag{12.6}$$

式中 ϵ 为探测效率。

这样定义的理由是从统计角度讲，认为本底计数率出现大于 $n_b+3\sigma$ 的几率仅为 0.135%。因此，当测到的计数率大于 $n_b+3\sigma$ 时，这个计数率不大可能是本底贡献的，而是样品的贡献。探测灵敏度即可探测到的最少放射性的这种定义法简单易用，因此，不少作者采用。然而，正因为放射性计数的统计性质，仅仅用一个灵敏度数字 A_0 而不作其它说明是不完善的。

1968 年，柯里(Curie)[6]从放射性计数测量的统计性出发，引入判断限、探测下限、定量极限三个概念。下面比较详细的作一介绍。

1. 两类差错和判断限

要测知一个样品给出多少放射性计数，总得进行两次测量。先测一次有样品时的计数率，得到的是样品加本底的总计数率。再测一次去除样品后* 的计数率，即所谓成对测量，得到本底计数率。两者之差，便是样品贡献的净计数率。

在低水平放射性测量中，常常把测量样品时间及测量本底时间取得一样长，即所谓等时间测量。样品的净计数率便为两次测得的计数之差除以测量时间。下面的讨论都用等时间测量，因此只关心计数大小。

设有样品时的计数为 N_s，本底为 N_b，则样品净计数为

$$N_0 = N_s - N_b \tag{12.7}$$

按误差传递规则，净计数的标准误差 σ_0 便为

$$\sigma_0 = (\sigma_s^2 + \sigma_b^2)^{1/2} \tag{12.8}$$

式中，σ_s 为有样品时计数的标准误差，σ_b 为本底计数的标准误差。它们分别为 $\sigma_s^2=N_s$，$\sigma_b^2=N_b$。因此，(12.8) 式便可改写为

$$\sigma_0 = (N_0 + 2N_b)^{1/2} \tag{12.9}$$

按照(12.7) 式，很可能产生这样的印象：对于任何一个样品，测量结果无非两种情况，一种是样品含有放射性，这时应该净计数 $N_0>0$；另一种是样品不含放射性，这时，应该净计数

* 去除样品后的计数率指的是去除待测的那种放射性后的计数率。通常可以由将待测样品换以空白样品后测得。空白样品与待测样品在化学、物理性质上一样，形状大小也相同，差别只在于空白样品没有待测样品所含的放射性。

$N_0=0$。然而，由于放射性的统计涨落，我们不能作如此简单的判断。如图 12.1 所示，由于计数的统计分布规律，对于一个实际上无放射性的样品，计数 N_0将具有一个分布 $P(N_0)$。它是以 $N_0=0$ 为对称轴的正态分布(图 12.1a)。

$$P(N_0)\mathrm{d}N_0=\frac{1}{\sigma_0(0)\sqrt{2\pi}}\mathrm{e}^{-N_0^2/\sigma_0^2(0)}\mathrm{d}N_0 \tag{12.10}$$

式中，$\sigma_0(0)$为样品净计数 $N_0=0$ 时的标准误差。同样，由于计数的统计涨落，对于含有放射性为 L_D的样品作多次测量的结果，其净计数 N_0也将有一个分布。如图 12.1b 所示。

$$P(N_0)\mathrm{d}N_0=\frac{1}{\sigma_D\sqrt{2\pi}}\mathrm{e}^{-(N_D-L_D)2/2\sigma_D^2}\mathrm{d}N_0 \tag{12.11}$$

式中 σ_D 为 L_D的标准误差。

由此可见，由于统计涨落的原因，计数差 $N_0=N_t-N_b$将会有各种各样的数值。当 N_0 很小时(尽管 $N_0>0$)，样品中有无放射性就很难断定。我们只能订出一个规定，即作出一个判断的标准，选取一个大于零的数 L_c，对于测出的净计数 N_0，当 $N_0>L_c$ 时，就说测到了放射性计数，亦即样品中有放射性。若 $N_0<L_c$，则认为测不出放射性亦即样品中无放射性。对于判断有无放射性的这样一个净计数 L_c，我们给它一个名称，称为判断限或称临界水平。

判断限的选取，总是跟测到的净计数大于判断限(或小于判断限)的概率相联系着的。因此，当我们选取 L_c作为判断样品有无放射性的标准时，有犯错误判断的危险。可以把发生差错的情况分为两大类：

第一类差错：样品中实际上没有放射性，但由于计数的统计涨落，使测到的计数 $N_0>L_c$，以致于误认为样品有放射性。这种错误称为第一类差错，或称 α 差错。出现 α 差错的概率如图 12.1a 中打斜线部分面积所示。

第二类差错：样品实际上有放射性，由于计数的统计涨落，测到的计数 $N_0>L_c$，以致于误认为样品不含有放射性。这类差错称为第二类差错或 β 差错。出现 β 差错的概率如图 12.1b 中斜线部分面积所示。

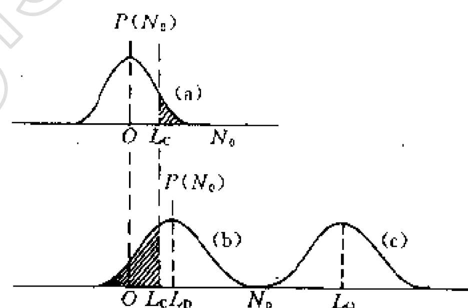


图 12.1　放射性测量结果的统计解释示意图

根据出现第一类差错概率的大小，我们可以定出判断限的大小。通常为方便起见，把它表示为无放射性时样品净计数标准误差 σ_0的倍数，即

$$L_c=K_a\sigma_0 \tag{12.12}$$

出现 α 差错的概率可由(12.10) 式从 L_c 到∞积分得到：

$$\alpha=\int_{L_c}^{\infty}P(N_0)\mathrm{d}N_0=\int_{L_c}^{\infty}\frac{1}{\sigma_0(0)\sqrt{2\pi}}\mathrm{e}^{-N_0^2/2\sigma_0^2(0)}\mathrm{d}N_0 \tag{12.13}$$

将(12.12) 式代入(12.13) 式便得

$$\alpha=\int_{K_a\sigma_0(0)}^{\infty}\frac{1}{\sigma_0(0)\sqrt{2\pi}}\mathrm{e}^{-N_0^2/2\sigma_0^2(0)}\mathrm{d}N_0 \tag{12.14}$$

这是一个误差函数，计算并不困难。几个典型的 α 值与 K_a的关系见表 12.2。由所规定的 α 可以确定 L_c，因为(12.12) 式中的 $\sigma_0(0)$是可以测量的无放射性时净计数的标准误差 $\sigma_0(0)=\sqrt{2N_b}$。

表 12.2　几个典型的 α 值及 K_α

α	0.25	0.16	0.10	0.05	0.025	0.01	0.005	0.00135
K_α	0.675	1.000	1.282	1.645	1.96	2.33	2.58	3.00

上面的讨论告诉我们，不应当孤立地来看待判断限 L_c，而应当把它与发生第一类差错的概率 α 相联系起来。我们不能简单地说当样品净计数 $N_0>L_c$ 时，样品中必有放射性。我们只能这样说：在发生第一类差错的概率很小的条件下，测到的净计数 $N_0>L_c$ 时，可以认为样品中含有放射性。这是因为一个样品中要么有放射性，要么没有放射性，两者必居其一。α 很小就意味着作为无放射性样品出现 $N_0>L_c$ 的概率很小。那么，当测到 $N_0>L_c$ 时就不大可能是无放射性的，也就是说样品是有放射性的。

现在我们来估计当样品净计数刚好等于判断限时，净计数率的相对标准偏差为多大。由(12.1)式，用 $N_0=L_c$、$L_c=K_\alpha\sigma_0(0)$、$\sigma_0(0)=\sqrt{2N_b}$ 以及 $t_s=t_b$ 代入得

$$\nu=\frac{(L_c+2N_b)^{1/2}}{L_c}$$

$$=\frac{(K_\alpha\sqrt{2N_b}+2N_b)^{1/2}}{K_\alpha\sqrt{2N_b}} \tag{12.15}$$

当测量时间充分长后，使得累积的本底计数满足 $\sqrt{N_b}\gg K_\alpha$，则(12.15)式变为 $\nu\approx\frac{1}{K_\alpha}$。如取 $K_\alpha=1.645$，则 $\nu\approx60\%$。也就是说，当净计数刚好等于判断限时，认为有放射性存在，这个判断不正确的可能性虽然很小(<5%)，但它的净计数率的相对标准误差很大(>60%)。因此，用判断限来作为测到射线强度的定量标志，误差是太大了。所以，我们只能把判断限 L_c 作为有无放射性的定性的标志。

2. 探测下限

对于有放射性的样品，由于统计涨落，有可能使测到的净计数小于判断限 L_c，以致于发生第二类差错，即把放射性漏记了。

假定样品含有放射性为 L_D，判断限为 L_c，则由(12.11)式，出现第二类差错的概率为

$$\beta=\int_{-\infty}^{L_c}\frac{1}{\sigma_D\sqrt{2\pi}}\mathrm{e}^{-(N_0-L_D)^2/2\sigma_D^2}\mathrm{d}N_0$$

$$=\int_{L_D-L_c}^{\infty}\frac{1}{\sigma_D\sqrt{2\pi}}\mathrm{e}^{-N_0^2/2\sigma_D^2}\mathrm{d}N_0 \tag{12.16}$$

(12.16)式表明，发生漏记的概率不仅与判断限 L_c 有关，还与样品实际的放射性 L_D 有关。对于确定的 L_c，当样品含的放射性越高，漏测的机会越少。根据对漏测概率的要求，可以确定与之相应的最小放射性计数 L_D。我们仍然可用样品净计数的标准误差 σ_D 来表示 L_D：

$$L_D=L_c+K_\beta\sigma_D \tag{12.17}$$

$$\beta=\int_{(K_\beta\sigma_D)}^{\infty}\frac{1}{\sigma_D\sqrt{2\pi}}\mathrm{e}_{\mathrm{D}}^{-N2_{\mathrm{D}}/2\sigma2_{\mathrm{D}}}\mathrm{d}N_0 \tag{12.18}$$

(12.18)式与(12.14)式有同样的形式，因此，表 12.2 所确定的 α 与 K_α 关系也能适用于 β 与 K_β 的关系。

我们用 σ_D代替(12.9) 式中的 σ_0，用 L_D代替 N_0，于是就得到

$$\sigma_D = (L_D + 2N_b)^{1/2} \tag{12.19}$$

$$L_D = L_c + K_\beta\sigma_D = L_c + \frac{1}{2}K_\beta^2\left[1 + \left(1 + \frac{4L_c}{K_\beta^2} + \frac{4L_c^2}{K_\alpha^2K_\beta^2}\right)^{1/2}\right] \tag{12.20}$$

取 $K_\alpha=K_\beta=K$ 时有

$$L_D = K^2 + 2L_c \tag{12.21}$$

同判断限 L_c 一样，孤立地谈论探测下限也是没有意义的。我们同样必需把 L_D与漏测的概率相联系才有意义。假定样品含的放射性大于 L_D，是否测得的净计数 N_0 必然大于 L_c 呢？我们只能说，对于含放射性为 L_D 的样品，所测到的净计数 $N_0<L_c$ 的概率为 β；或测到净计数 $N_0\geqslant L_c$ 的概率为 $1-\beta$。假定出现第二类差错的概率小，那么对于放射性等于或大于 L_D 的样品，所测到的净计数不大可能会小于 L_c，漏测的可能性很小。L_D 称为测量的探测下限。

同样可以证明，当取 $K_\beta=K_\alpha=1.645$，测到的净计数刚好为探测下限时，这时它的计数率的相对标准误差，当本底计数累记到足够大时，约为 30%。

3. 定量下限

从上面的讨论可知，当样品放射性刚好大于 L_D 时，已经不大可能被漏测。然而，这时的相对标准误差还是很大，对于有一定精度的测量来说，就显得太大了。于是又提出定量下限的概念。即定量测量结果净计数相对标准误差应小于某一预先规定的数值(一般取 10%)，与此相应的净计数值 L_Q 作为可以准确地确认的最少放射性。它应当比 L_D 大，如图 12.1c 所示。与前面一样，定量下限 L_Q 也可表示为某标准偏差的倍数

$$L_Q = K_Q\sigma_Q \tag{12.22}$$

可以证明，在本底及计数都服从高斯分布时，有

$$L_Q = \frac{1}{2}K_Q^2\left[1 + \left(1 + \frac{4\sigma_0^2(0)}{K_Q^2}\right)^{1/2}\right] \tag{12.23}$$

$\sigma_0(0)$为净计数为零时的标准误差：$\sigma_0(0)=\sqrt{2N_b}$。

由(12.22) 式即可得 L_Q 的相对标准偏差为$\frac{\sigma_Q}{L_Q}=\frac{1}{K_Q}$，习惯上常取为 10%。所以，$K_Q=10$，于是

$$L_Q = 50[1 + (1 + 0.08N_b)^{1/2}] \tag{12.24}$$

通过上面的讨论，概括起来可以这样说，当置信概率取 95%，测到净计数大于判断限 L_c 时，可以认为样品中有放射性。当测到的净计数大于探测下限时，有放射性的样品不大可能被漏测，对应于探测下限的放射性，就是这套装置可以测到的最少放射性，也是灵敏度。当测到净计数大于定量下限时，测量结果都好于一定的预先规定的精度，通常规定为 10%。

假如取对应于 95%置信概率的 $K_\alpha=K_\beta=K=1.645$，而且实际测量时又总把本底计数累计到很大的数，所以有：

$$L_c = 2.3N_b^{1/2}$$
$$L_D = 4.6N_b^{1/2}$$
$$L_Q = 10N_b^{1/2}$$

(相对误差 10%)

设一计数装置十分钟内测到本底 100 个。假定取等时间成对测量(成对测量指测一次本

底，对应测一次样品，一一配对的测量），置信概率为 95%，问判断限、探测下限、定量下限各为多少？

解：因为置信概率为 95%，由表 12.2 查得 $K_\alpha=K_\beta=K=1.645$，于是由(12.12)式：

$$L_c = K_\alpha\sigma_0(0) = K_\alpha\sqrt{2N_b} = 23.3$$

表明当样品在十分钟内的净计数超过 23.3 或总计数超过 123.3 时，可以认为有放射性。

由(12.21)式

$$L_D = K^2 + 2L_c = 49.2$$

表明若要求以 95%的置信概率在十分钟内测到放射性，则十分钟的净计数应大于 49.2 或总计数应大于 149.2。

由(12.24)式

$$L_Q = 50[1 + (1.0 + 0.08N_b)^{1/2}] = 200$$

即若要求测量的相对误差<10%，则样品在十分钟内的计数(包括本底)应大于 200。

第二节 本底来源及降低本底的措施

广义地讲，任何待测放射性核素之外的任何原因引起的计数，都可看作是本底。可以分为两大类：(1)源外因素引起的本底。如环境中的放射性、宇宙线、电子仪器的噪声、电磁干扰、光电倍增管光阴极上光电子的瞬发发射、绝缘体高压击穿等。(2)源内因素引起的本底。放射性核素总是要由载体来载负它们，所以，放射源中，除了待测的核素之外，还包含大量其它的元素。假使这些元素也有放射性，那么，将会引起干扰计数。

一、源外因素引起的本底及其降低措施

对于源外因素引起的本底中，仪器干扰，绝缘击穿等都是应该采用良好的元件设备避免的。但是，对于环境中的放射性、宇宙线这一类电离辐射原因引起的本底，无法完全避免。

1. 宇宙射线

宇宙射线是由太空进入地球大气的一些粒子流及其次级产物组成。从太空进入地球大气上层的宇宙射线主要是能量极高(>10^7eV)的质子以及少量 α 粒子与各种原子核等，通常称为初级宇宙射线。这些初级宇宙射线与大气中的原子核相互作用，产生了大量的次级粒子和光子，形成所谓次级宇宙射线。次级宇宙射线主要包含 μ 介子、电子、光子和核子(主要是高能中子和质子)。

μ 介子的贯穿本领很大，1000g/cm^{2}的混凝土仅能使它减弱约 60%，故称它为宇宙射线的硬成分。核子成分的衰减系数约为 165g/cm^2，因此，100g/cm^2 的混凝土即能使它衰减到 400 分之一。而 15cm 铅便能差不多完全吸收电子和光子成分。因此，把这些易于吸收的成分称为宇宙射线的软成分。

垂直入射到海平面某表面上的介子数与 $\cos^2\theta$ 成正比。θ 为天顶角。在海平面上，入射到每平方厘米水平表面的 μ 介子数大约每分钟有一个。

宇宙射线对本底的贡献除直接穿越探测器并在探测器内引起电离外，它在屏蔽材料里还会产生大量的高能电子、轫致辐射、湮灭光子、μ 介子、X 射线及中子等。这些贡献的相对大小

取决于屏蔽材料的原子序数和屏蔽体积的大小。

2. 周围环境的辐射

低水平放射性测量装置周围环境中的放射性包括天然和人工的放射性。主要是^{40}K及^{238}U和^{232}Th衰变链中各元素的放射性，还有裂变气体^{85}Kr和活化气体^{41}Ar等。在靠近地表面处，空气中含有氡、■射气浓度约分别为10^{-3}Bq/l和10^{-4}Bq/l。在气冷堆附近可能存在^{41}Ar(半衰期约为110min)。在回旋加速器附近则有^{13}N(半衰期为10min)。

3. 屏蔽材料及探测元件中的放射性

低水平放射性测量装置一般都有很重的物质屏蔽，屏蔽材料一般都用铅和铁。铅中常含有^{210}Pb和Ra，其γ放射性最大可达每分钟90pm/g。在第二次世界大战后产的钢中，还可能含有^{60}Co，^{106}Ru等核素。其中，某些钢中^{60}Co的含量10^{-4}Bq/g暴露于室外的材料还有遭受核爆炸落下灰尘污染的问题。例如，有人曾在铅里发现了^{125}Sb(半衰期为2.78y)，认为可能来自落下灰。

砖和混凝土是实验室常用的建筑材料，它们往往含有微量的Ra，U，Th及其子体产物以及^{40}K。对10cm×10cm的NaI(Tl)晶体(不加屏蔽)，在小于4MeV范围内可给出~10^4/min的本底计数。

探测元件中含的放射性杂质也是本底的重要来源。普通的光电倍增管玻璃中，含有的^{40}K的比放射性约为10Bq/g碘化钠晶体中也含有少量的^{40}K，Ra和Th，其中有的含^{40}K高达55×10^{-6}/min。作为端窗式G-M管的窗材料的云母，也含有^{40}K。直径为2.5cm，厚度为$4mg/cm^2$的云母窗对计数管本底贡献约为1.7/min。氪是正比计数管的良好充气材料，但因裂变产物^{85}Kr的影响，使得充氪的计数管本底增高。

对于不同的探测装置，上述各项对本底贡献的相对大小是不一样的。大体来说β，γ放射性测量装置中，周围环境辐射对本底贡献约占50%~60%、宇宙射线硬成分占20%~30%、软成分占10%，其余占10%~20%。对α气体探测器，本底的主要来源是探测器结构材料内表面沾污。

4. 降低源外因素本底的措施

根据本底来源的不同，可以采用不同的措施。

(1)*物质屏蔽及屏蔽材料的选择*。对于宇宙线的软成分和周围环境γ辐射本底，通常可采用物质屏蔽。屏蔽材料常用的为混凝土、铅、铁等。混凝土中含有较多的氢，能有效地屏蔽宇宙射线中的核子成分，但它也含有较多的^{222}Rn的子体产物及较多的^{40}K，使得γ本底增加。有人用一种特殊的混凝土，它含氡的子体较普通混凝土少得多，用这种特殊材料建造的低水平放射性实验室，其γ本底只有原来的二十分之一。铅有很大的密度，因此是很好的屏蔽材料。但铅中常含有Ra，Th等及其子体产物。其中，^{210}Pb的半衰期为20年左右。因此，最好选用存放了一个世纪以上的老铅和特殊精炼过的铅。测量表明，新铅的比放射性为，100g铅有350min次衰变，16世纪的老铅仅为其十分之一。钢也是广泛使用的屏蔽材料。有人指出，在轻结构建筑物里，用钢做屏蔽要比铅为好，因为对宇宙射线核子成分中的中子来说，钢的倍增数较铅为小。不过，第二次世界大战后，放射性同位素在工业中应用日广，可能污染某些钢铁产品。所以，用作屏蔽的钢铁，最好选择1945年以前的旧钢铁废弃物。某些无机物(如白垩)的放射性很低，价格又便宜，是很好的屏蔽材料。不锈钢、电解铜、经多次蒸馏过的水银也是很清洁的材料，但

价格昂贵，不能大量使用，只能用作主屏蔽的内衬。

物质屏蔽的主要作用是屏蔽宇宙射线的软成分及周围环境的 γ 辐射，可以根据对初级 γ 射线束减弱倍数的要求来确定屏蔽体的厚度。

表 12.3 给出四种能量的初级 γ 射线束减弱 100 和 1000 倍所需水、钢和铅的厚度。

表 12.3 把不同能量的入射光子减弱到 1%和 0.1%所需材料的厚度(cm)

材料	0.5MeV		1.76MeV		2.61MeV		5MeV	
	1%	0.1%	1%	0.1%	1%	0.1%	1%	0.1%
水	47	71	87	130	108	163	151	226
钢	7.0	11	13	20	16	23	18	27
铅	2.7	4.0	8.4	13	9.7	14.5	9.5	14

增加屏蔽体厚度固然对初级 γ 射线屏蔽效果好些，但也增加了次级射线产生的概率。并且，屏蔽体增加，也相应增加了屏蔽材料中的放射性杂质的干扰。所以，一个良好的屏蔽，主要蔽体厚度用 15cm 铅或 25cm 铁已足够了。

为了吸收在主屏蔽中产生的低能散射射线(100～300keV)或铅的 K 壳层特征 X 射线(～73keV)，最好在主屏蔽内加一层镉衬里，厚度约为 0.5～1mm。镉的 K 壳层 X 射线(～22keV)相继被更里面的电解铜或不锈钢衬里(0.5～1mm 厚)所吸收。在最里层，则衬以约 3mm 的聚乙烯或有机玻璃板。这样的屏蔽结构如图 12.2 所示。

当测量装置附近有同位素或反应堆中子源存在时，可以用含硼石蜡先屏蔽中子，大约 20cm 厚的含硼石蜡层能使大部份快中子被吸收掉。中子在石蜡层中产生的 γ 射线，再用铅或铁屏蔽。

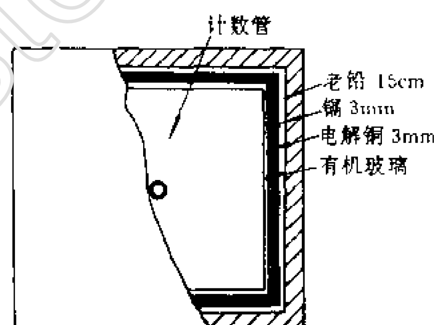


图 12.2 低水平放射性计数装置的屏蔽结构

有的低水平放射性实验室建在地下深处，为的是减少宇宙射线中的硬成份造成的本底。有关资料表明，在 5 米水当量(mwe)* 的地下，μ 介子强度减弱 1.4 倍，在 60mwe 的地下，减弱 12 倍，在 500mwe 的地下，减弱 10^6 倍。所以，有许多低水平放射性实验室建立在废弃的矿山地下坑道里，以降低宇宙射线硬成份造成的本底。不过，地下氡射气可能较多，因此，要求有效的通风(每小时完全换气 5～10 次)，从地面上几米处抽取经过过滤的空气，送进地下室。

(2) *反符合屏蔽*。宇宙射线中的硬成分对本底的贡献无法用物质屏蔽消除。对此，可用反符合的办法解决。在主探测器周围及顶部安放一组探测器，测量的样品对着主探测器。宇宙射线进入主探测器前，必先穿过屏蔽探测器。因此，两组探测器同时有信号输出。而样品发出的射线，能量较低，穿透本领较差，不可能达到屏蔽探测器，所以只有主探测器给出信号。把两个探测器的信号同时送到反符合线路中去，就可以使宇宙射线引起的本底不予记录，而只记样品的计数。因此，屏蔽探测器也常称为反符合屏蔽或反符合环。

* 1 米水当量相当于 $100g/cm^2$ 的质量屏蔽

作为屏蔽用的探测器，一般有G-M计数管、流气式正比计数管、液体闪烁计数器、塑料闪烁体碘化钠晶体和BGO晶体。

G-M计数管或流气式正比计数管简单易行，价格便宜。但它们对γ射线的探测效率较低，不能有效地减少散射光子引起的本底。用计数管作反符合屏蔽大约可使本底减少50%以上。

塑料闪烁体的发光衰减时间短、体积大、易于加工成不同形状、性能也较稳定、价格也不贵，因此是很理想的反符合屏蔽计数器。有人曾用直径66cm、厚76cm的塑料闪烁体，屏蔽一个直径12.7cm、厚12.7cm的NaI(Tl)主探测器，反符合屏蔽使本底为原来的1/3～1/6。塑料闪烁体的缺点是能量分辨率差。另外，它俘获中子而产生低丰度的2.23MeV的俘获γ射线。

NaI(Tl)晶体也常用来作反符合屏蔽。它的γ探测效率高，又具有一定的能量分辨本领，因此配以NaI(Tl)晶体或Ge(Li)探测器作主探测器便能组成反符合屏蔽多维能谱仪。对于选择特定能量的射线测量，能力更强。常常可使本底降低三到五个数量级。这样的NaI(Tl)晶体必然体积很大，价格也就十分昂贵。

由于BGO的原子序数高，密度大，因而对X射线和γ射线的线性吸收系数比NaI(Tl)大得多，当用作反符合屏蔽时，闪烁体的体和要比NaI(Tl)大大缩小。

(3) *探测元件和附属材料的选择*。低水平放射性测量装置中探测元件的材料要经过仔细选择。选用放射性杂质尽量少的，或预先加以纯化。计数管云母窗及光电倍增管玻璃壳中都含有相当数量的^{40}K，因此作为低水平放射性测量用的计数管及光电倍增管，不应该用这些材料而代之以尼龙薄膜及石英玻璃。由于钾与钠的化学性质近似，NaI(Tl)晶体中也可能混有少量^{40}K。假如一克NaI(Tl)中混有百万分之一克的钾，则一个7.5cm×7.5cm的NaI(Tl)晶体，每分钟将给出约12个计数。因此，作为低水平放射性测量用的碘化钠晶体的原料必需经过去钾提纯。

光电倍增管遮光用的铝膜、黑漆以及一些电子元件如电阻、电容和焊锡中都含有相当多的放射性杂质，应尽量少用或远离主探测器灵敏体积。

对于α探测器，本底主要来自灵敏体积内表面的α污染，所以要采用"清洁"的材料如导电塑料、电解铜箔等做结构材料。

表12.4给出了几种常用材料的β放射性测量结果。

(4) *干扰的排除*。除了探测器接受不必要的辐照会引起本底外，测量仪器性能的不完善也会使记录系统有额外的计数，如接地不良、高压漏电等。

气体探测器可能因猝灭不完善引起假计数。这些假脉冲往往出现在主脉冲后约数百微秒内，因此可使用宽度为一百微秒的猝灭电路。假如探测器有高压部分，则绝缘不良引起高压漏电使本底计数大增。所以，在选择探测器结构材料时应考虑到能耐高压，装配时要注意清洁处理。

对于用闪烁计数器的装置，光电倍增管暗电流是本底的重要来源，必须仔细选择优质的管子及清洁的管座。在国产的光电倍增管中，GDB-44D及GDB-76D都是属于低噪声的管子。

接地不良使得电子学线路容易接受电信号干扰，在探测器与主放大器间用长电缆连接时尤其如此。因此，应当尽量缩短探测器与放大器之间的距离。所有的电子仪器要注意一点接地，把接地点选在主放大器处有较好效果。去除电信号干扰的一个好方法是再设置一个与主放大器同样的放大器，它的输入端接上适当的天线，当放大器测出有杂音时，用电子学的办法使定标器停止工作。

仪器电源常常会带进大量的干扰信号。可以在电源进线端接上一个 L-C 低通滤波网络，这样能有效地排除通过电源引入干扰信号。

表 12.4　几种常用材料的 β 放射性

样品名称	形态大小	型　号	厂　　家	计数率*(min⁻¹)
铅	直径 30mm 厚 4mm			2.50±0.15
铅(喷砂)	直径 30mm 厚 4mm			2.47±0.15
铝	直径 30mm 厚 4mm	A A_1	101 厂	1.13±0.13
铝(喷砂)	直径 30mm 厚 4mm	A A_1	101 厂	1.05±0.13
钢	直径 30mm 厚 4mm	F_3G_3		0.45±0.02
黄铜	直径 30mm 厚 4mm	Л62	沈阳苏家屯有色金属厂	0.45±0.02
紫铜	直径 30mm 厚 4mm	M1	沈阳苏家屯有色金属厂	0.43±0.03
铸铁	直径 30mm 厚 4mm			0.47±0.02
不锈钢	直径 30mm 厚 4mm	1×18H9T		0.43±0.02
有机玻璃				0.41±0.02
焊锡丝			沈阳苏家屯有色金属厂	1.45±0.16
石蜡	直径 30mm 厚 5mm			0.59±0.05
真空橡皮	直径 30mm 厚 5mm			0.87±0.09
玻璃**	60mg/cm²	j-106 计数管用		1.17±0.14
氯乙烯醋酸乙烯聚合物	60mg/cm²		北京化工二厂	0.48±0.02
石墨	60mg/cm²			0.67±0.07
油漆	200mg/cm²	白	北京油漆厂	0.68±0.08
油漆	200mg/cm²	蓝色	北京油漆厂	1.06±0.07
油漆	200mg/cm²	灰色	北京油漆厂	0.75±0.06
金属膜电阻	5 个,1/4W,5.1MΩ			4.17±0.17
碳膜电阻	5 个,1/8W			5.00±0.2
云母电容	1 个			3.20±0.23
聚苯乙烯电容	100mg/cm²	33pE		1.38±0.14

* 计数率包括本底在内，本底约 0.43～0.95。

** 以下样品均放在 φ23mm 不锈钢样品盘内。

(5) 其它措施

① 幅度甄别　对于一般的计数实验，并不强调它的脉冲幅度与粒子能量间的线性关系，因此往往不管脉冲幅度的大小，凡是超过甄别阈的都予以记录。假如利用能量灵敏探测器，则利用待测射线的特定能量，选择记录一定幅度的脉冲，便能极大地剔除其它干扰元素及本底的影响。在具有 α 放射性及 γ 放射性样品的测量中常常用到它。

② 射程甄别　在考古等领域里，常常会用到内充气计数管测量 ^3H($E_{\beta,max}$＝18.6keV)及

^{14}C($E_{\beta,max}$=158keV)。这两个核素的 β 粒子最大射程要比一般的 γ 射线打出的康普顿电子的射程短得多。因此，利用图 12.3 这种结构，便能大大消除 γ 本底。在这类计数管中，两面涂有导电层的 Mylar（一种聚酯树脂薄膜的商品名）薄膜将计数管分为两部分，Mylar 的内表面与中心阳极丝组成工作计数管。外壳、多阳丝与 Mylar 膜外表面组成反符合计数管。对于厚度约为 7mg/cm^2 的 Mg/ar 薄膜，^3H 及 ^{14}C 的 β 粒子已不大可能穿过。而在工作计数管或内壁中由 γ 光子打出的电子，射程稍长，可穿过此膜，将在两个计数管中同时引起计数。而 γ 射线在外壁打出的电子必先经过外面的计数管才能达到中心计数管，也将引起两者同时工作。因此，它们的影响将被反符合电路消除。有人采用了这种计数管，其本底比单丝计数管降低五倍以上。

③ 上升时间甄别　利用探测器对不同粒子给出信号的上升时间不同的特点，可大大减少干扰粒子产生的本底信号。正如正比计数管的上升时间与初电离径迹有关一样，低能 X 射线及 β 粒子或电子捕获后放出的低能电子，电离径迹很短，输出信号就有较短的上升时间。而本底事件，如宇宙射线中的带电粒子或高能康普顿电子产生的径迹很长，信号上升时间就较大。要鉴别某一核素，在测量脉冲高度时，同时测量脉冲上升时间，就可以大大区分源事件与本底事件。

近年来，利用液体闪烁体对电子与重粒子脉冲快慢成分比例不一样的特点，设计了具有脉冲形状甄别的低水平 α 计数装置，用来对 γ 本底的甄别，取得了很好的效果。

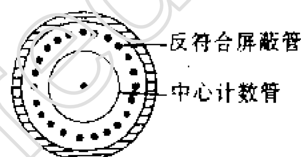


图 12.3　一种多阳极丝屏蔽管剖面示意图

④ 符合法　第八章中提到的液体闪烁计数器中采用双管符合就是这种方法。对于气体探测器，同样也可利用符合技术。如图 12.4，设计两个探测器，它们的隔层很薄，因此，样品发出的射线能穿过两个重叠在一起的薄计数管，它们将同时给出信号，而管壁材料中的杂质放出的射线未必能同时穿过两个计数管，因而符合电路不给出计数，本底得以降低。

假如某些核素发射级联的 α-γ 或 β-γ 射线，也可以利用两个探测器分别接收 α,γ(或 β,γ)，然后进行符合。单个计数管中的本底信号不一定会和另一个计数管中的本底同时产生。符合电路便把它们剔除了。

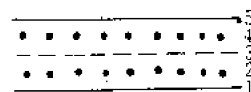


图 12.4　符合计数管的原理图
1—— 下阴极；2—— 阳极；
3—— 公共阴极；4—— 阳极；
5—— 上阴极。

在一台好的低水平放射性计数测量装置里，往往要同时采用上述各项措施中的若干项，才能取得满意的结果。

对残余本底的分析，可以了解各项屏蔽的效果，并找出进一步改善和努力的方向。下面，举一个实例说明。

某个 G-M 计数管低水平 β 测量装置，本底如表 12.5 所示。

表 12.5　一个低水平 β 测量装置的本底

屏　蔽　条　件	本底计数率(min^{-1})
无　屏　蔽	64
20cmFe	10.5
20cmFe＋4mmCu＋16mmHg＋10mm 有机玻璃	7.5
20cmFe＋4mmCu＋16mmHg＋10mm 有机玻璃＋反符合	1.83

对残余本底来源作如下分析：

① 云母窗中的^{40}K。该计数管为铜阴极云母窗结构，窗厚$3mg/cm^2$，$\phi 20mm$。云母的分子式为$KAl_2[AlSiO_{10}][OH]$，因此，云母中^{40}K的β射线将对计数管本底贡献为1.33cpm。

② 有了物质屏蔽，对宇宙射线中的软成分及环境中的γ辐射进行了衰减。环境辐射主要为^{40}K的γ射线($E_\gamma=1.45MeV$)。20cm铁对能量1.5MeV的宽束γ射线衰减约500倍，由此可根据无屏蔽时的本底计数及有20cm铁时的本底计数之差，算出环境辐射及宇宙射线软成分泄漏的份额为0.11/min。

③ 根据所用反符合环对G-M管所张角度，以及宇宙射线角分布的知识，可以估算宇宙射线硬成分泄漏的份额，本例情况泄漏约为0.5%。因此，宇宙射线硬成分对残余本底贡献为0.03/min。

这三项总计为1.44/min，占残余本底的79%，尚有21%原因不明。也有可能计数管阴极材料不够清洁，表面受到污染。也可能测量装置中沾染了土壤灰尘。土壤的比放射性约0.1Bq/g，只要10mg的土壤污染，就可能引起约为0.2/min的本底。另外，计数管可能有假脉冲存在，假如有1%假脉冲，将对本底贡献为0.08/min。

综上分析，云母窗中^{40}K对残留本底贡献最大。进一步降低本底应从改革计数管窗入手。

二、源内因素引起的本底及其降低措施

引起本底的源内因素主要是放射性杂质的干扰计数。这种杂质可能是样品中原来就有的污染，也可能在取样过程中混入的污染。所以，对于低水平测量，样品制备是一个很重要的环节。既希望把待测放射性核素全部转移到待测源里去，又希望不要引入污染。

为了准确估计这种污染的大小，通常希望测量一个“空白”样品。空白样品除了没有真实样品中的待测核素外，应当含有该样品中存在的所有其它放射性。例如要测量土壤样品中^{90}Sr的含量，理想的空白样品，应由同类土壤构成，只是它不包含^{90}Sr，而其它放射性的浓度(如Th、Cs、K)应与真实样品一样。

在制样过程中，浓缩是很重要的方法。物理浓缩技术包括蒸发、冷冻干燥(对液体样品)。对气体样品过滤等。化学浓缩技术最普通的形式是燃烧。燃烧之后可以在灰中找到金属放射性核素，而在气体产物中可以回收^{14}C，^{3}H，^{35}S等这样的核素。另一种化学浓缩技术是共沉淀或吸附。

化学纯化、按元素分离、同位素浓缩都是有效的转移核素的方法。而核素的能谱鉴定常可排除干扰核素的影响。由于这些技术都需要专门的讨论，需要时可查阅有关专门的参考文献。

第三节 几种低水平放射性测量装置

一、低水平α计数

α粒子的特点是电离密度大，能量高(一般都有4MeV以上)，因此给出的脉冲幅度要比β射线、γ射线引起的脉冲大得多，用幅度甄别的办法能很方便地消除由β，γ引起的本底，而不需要笨重的物质屏蔽。由于α粒子的射程很短，只有靠近表面的α粒子才能到达探测器的灵敏

体积。所以,α 放射性测量装置的主要本底来源是探测器材料表面污染造成的。在建造低水平 α 计数器的时候要十分注意材料的选择。表 12.6 是某些材料表面发射 α 粒子的数据。

表 12.6 若干材料表面 α 放射性($1/100cm^2 \cdot h$)

材料	Al	Cu	Au	Ir	Ni	Ag	Sn	Pb
计数	42.8	55.2	23.8	13.2	61.8	13.2	158	30—1000

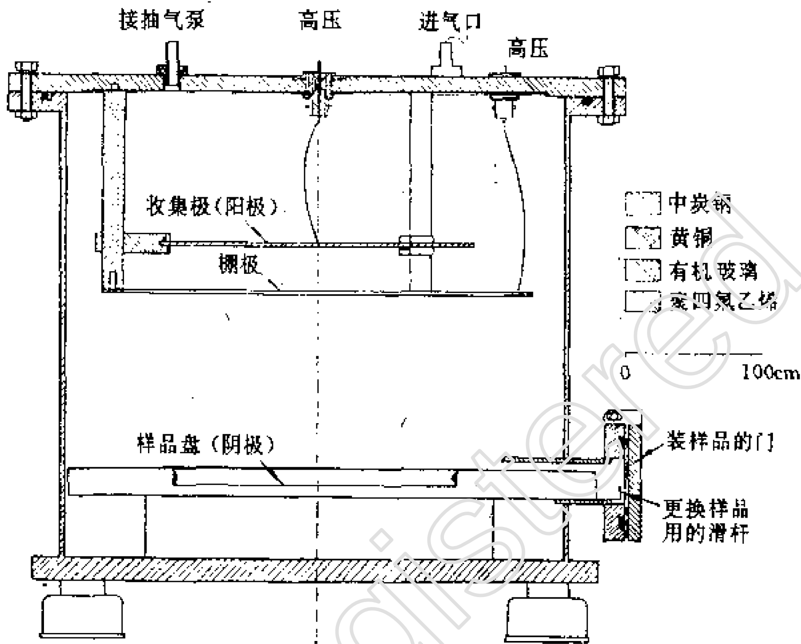


图 12.5 一个低水平 α 计数用的屏栅电离室结构

较早和较普遍的低水平 α 计数装置是采用 ZnS(Ag) 屏的闪烁计数器。这种屏很容易制备。用悬浮沉淀法将 ZnS(Ag) 粉末沉淀在有机玻璃或聚脂薄膜上。ZnS(Ag) 层不宜太厚,约 $10mg/cm^2$ 已够。为了增加探测器的有效面积,屏可以做得大些(ϕ>100mm)。屏与光电倍增管光阴极间用有机玻璃光导耦合。对于有效面积为 $34cm^2$ 的装置,本底不难做到每小时 1~5 个计数以下。它的缺点是不能分辨能量不同的 α 粒子。另外,沾污后不好清洁处理。

其它,如 CsI(Tl)、塑料闪烁体、液体闪烁体也常在低水平 α 计数装置中使用。CsI(Tl) 不易潮解,因此不必包装。但它对 γ 本底灵敏,因此,把它做成薄膜形式。塑料闪烁体也可做成很大面积,它本身是一种很清洁的材料;虽然它与 CsI(Tl) 闪烁体一样具有一定的能量分辨,但它的分辨率很差,实际使用上未必显得比 ZnS(Ag) 有多大优越。带有脉冲形状甄别的液体闪烁计数器近来在低水平 α 计数、重带电粒子及裂变碎块的测量上应用逐渐增多。它能很好地甄别掉 γ 脉冲。

60 年代以来,金硅面垒型半导体探测器已广泛使用于带电粒子的能谱测定。它具有很好的能量分辨和很低的本底。新的金硅面垒型探测器的 α 本底,可低到每平方厘米每小时 0.05 个计数。用它探测带电粒子的效率是很高的。它的缺点是一旦遭到污染后,难以清洗。而 α 粒

子的反冲及低温挥发等都可能使探测器污染。它的有效面积很小，也限制了它的应用。

核径迹探测器也在低水平 α 测量中有所应用，有人曾用核乳胶分析小尺寸的 α 样品，可以测到约 10^{-5}Bq 的水平。它的缺点是照射时间长，测量非常麻烦。所以，只有在一些特殊的科研领域及地质勘探上有应用。

在低水平 α 测量中用得最多的还是流气式无窗或薄窗正比计数器及带栅丝的脉冲电离室。关于流气式正比计数器的例子将在讲解低水平 β 计数时结合具体产品介绍，下面介绍一个测 α 的屏栅电离室。

在许多场合中，经常会遇到比放射性很低的 α 样品。虽然可以把样品浓缩，但这样很费功夫，又易污染，给定量测量造成很大困难。假如要直接测量，就必须把样品做成薄而大的均匀层。图 12.5 是一个作为低水平 α 能谱仪用的屏栅电离室的结构图。电离室的有效面积为 300cm²。静电吸尘器以 2m³/h 的速率过滤空气。空气中的灰尘便收集在金属板上，成为薄而均匀的源。这块金属板就作为电离室的阴极。该电离室系统对 5.15MeV α 粒子的能量分辨率为 22keV，4～6MeV 间积分本底每小时为 15.7 个。经过连续一个星期取样（取样体积为 330m³），并待短寿命核素衰变之后，对一些超铀元素的灵敏度为：

^{239}Pu，4.8×10^{-4}Bq/m³*；^{241}Am，1.9×10^{-6}Bq/m³；^{242}Cm，1.9×10^{-6}Bq/m³

二、低水平 β 计数

低水平 β 计数用的探测器可以是气体探测器、薄塑料闪烁体、液体闪烁及金硅面垒型半导体探测器。用得最多的还是气体探测器和液体闪烁计数器。后者已有许多商品可供选用。这里介绍两种气体探测器，它们效果不差，使用方便，国内能够生产，容易获得。

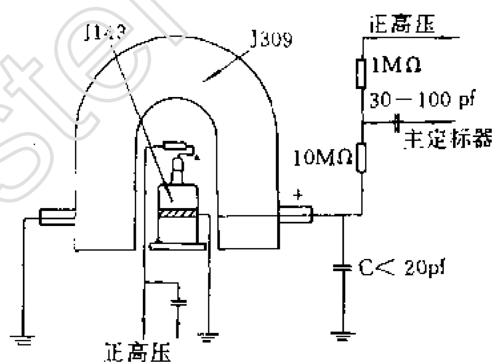


图 12.6　钟罩型低水平 β 计数器

图 12.6 是用得较多的低水平 β 计数器。它由两个 G-M 计数管配套组成，中间的小计数管是 J143β 型 G-M 计数管，作为工作计数管。外面的屏蔽计数管是 J309 型卤素计数管。计数管云母窗较薄，约为 1.5mg/cm²，直径为 25mm。用 5cm 铅屏蔽后，本底约 1/min。对于中等能量的 β 射线，探测效率为 30%左右。为了确保计数管对样品各点的效率均匀，样品直径不宜过大，一般不要超过计数管直径的 20%，即 5mm。

另一种低水平 β 探测装置为 EJ-2600 型低水平 α,β 测量仪。采用两个结构相同的单管重叠组成样品计数管，有效直径为 100mm，可进行大面积样品测量。测量仪器方块图如图 12.7 所示。两个单管采用符合计数的方式（原理见上节符合法降低本底的介绍），可将计数管原材料中的放射性本底计数减少到最低限度。并且，通过符合电路可将计数管内所产生的无规律放电（如电晕放电、潮湿漏电）大大减少。这两个单管都有一组阳极丝平行地焊在阳极框上。阴极是由不锈钢的管壳和薄窗组成。阳极框与公共阴极用绝缘子固定在管壳里，阴极接地。阳极与阴极间距为 7mm，阳极丝距为 20mm，阳极丝为直径 17μm 的钨丝。薄窗为单面导电的聚脂

* 指本底标准误差的三倍即 3σ。

薄膜，厚度为 $1mg/cm^2$。两个管子之间用厚度为 $1.5mg/cm^2$ 的双面导电的聚脂薄膜隔开。

在两个计数管之上另有一个结构与材料都相同的保护管作反符合屏蔽用。保护管的直径 300mm，不开窗。计数管工作气体选用天然甲烷气。

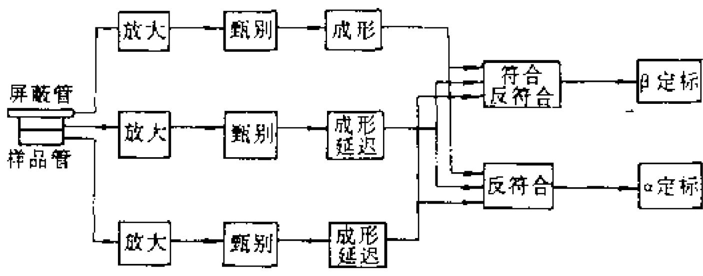


图 12.7 FJ-2600 低水平 α-β 测量仪方块图

对于 $1mg/cm^2$ 的薄窗，1.3MeV 的 β 粒子穿过时计数损失约 3%；5MeVα 粒子穿过时计数损失约 15%。对于 β 粒子，能同时穿过两个计数管，所以工作时采用符合方式。对 α 粒子不能同时穿过两个管子，所以单管运用。

表 12.7 FJ-2600α-β 测量仪的 β 本底

屏 蔽 条 件	本 底 计 数(min^{-1})
无 屏 蔽	130
10cmPb+1cm 不锈钢	42.4
10cmPb+1cm 不锈钢+反符合，单管	2.4
10cmPb+1cm 不锈钢+反符合，双管符合	1.4

为了减少环境中 γ 辐射及宇宙射线软成分产生本底计数，用 10cm 铅作屏蔽，内衬 1cm 钢，以减少来自主屏蔽的放射性、宇宙射线与铅作用所产生的次级效应对本底的贡献。

该装置在各种屏蔽下的 β 本底，见表 12.7，连续 24 小时测量 α 本底，平均为 0.1/min。对 ^{90}Sr-^{90}Yβ 源的效率为 65%。

三、低水平 γ 放射性的测量

γ 射线具有高的穿透能力，使制源简单化，因此不少放射性核素都是靠测量它所发射的 γ 射线能量和强度来分析、鉴定的。目前，在这方面的发展主要为带有反符合屏蔽的多探头 β-γ 或 γ-γ 或 β-γ-γ 符合多维谱仪。

图 12.8 为 FH-1906 型低水平 γ 闪烁谱仪的方框图。探头部分有环探测器、主探测器、“堵头”探测器和 β 探测器等四部分组成。全部探测器置于厚度为 11.5cm 钢及 3cm 铅的屏蔽室中。环探测器外径为 φ200mm、高为 100mm 的三块 NaI(Tl) 闪烁体叠合而成。闪烁体接缝处用硅油耦合。用六个 GDB-44D 光电倍增管收集光脉冲。环探测器的主要作用是作主探测器的反符合屏蔽，用以降低宇宙射线和环境辐射对本底的贡献，以及压低主探测器的 γ 谱中的康普顿平台，提高对多种 γ 成分的分析能力。主探测器和堵头探测器均为 φ75×75cm 的 ST-105 型低本底 NaI(Tl)晶体。其原材料经去钾提纯，含钾量为$(2\sim4)\times10^{-6}min^{-1}$封装材料也是由放射性杂质很低的石英玻璃和不锈钢组成的。主探测器还带有一个 φ75×75mm 的纯 NaI 光导，以

进一步减少光电倍增管玻壳中含有的^{40}K对本底的贡献。

对于某些有级联β-γ的核素，也可以用β探测器代替堵头探测器来和主探测器作符合测量。β探测器选用β/γ比很高的ST-551型高浓度对联三苯闪烁体和GDB-76D光电倍增管。

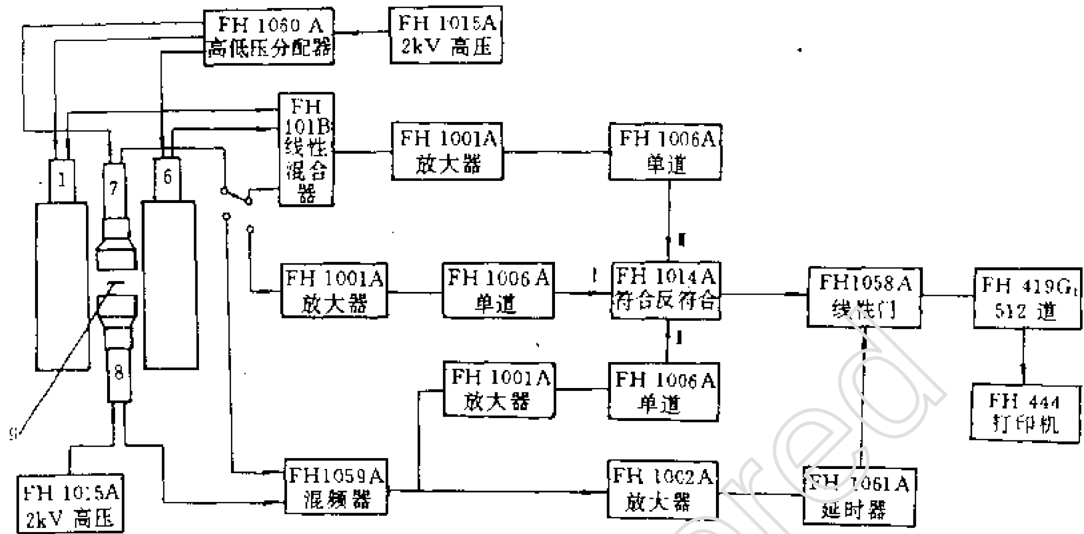


图 12.8 FH-1906低水平γ谱仪方框图

1——6环探测器；7"堵头"探测器；8主探测器；

9样品；Ⅰ、Ⅱ符合输入，Ⅲ反符合输入

当堵头探测器与环探测器共同组成井型反符合屏蔽时，可使主探测器获得最佳的反康普顿效果及最低本底。在0.05～2.0MeV范围内，该装置的本底见表12.8所示。图12.9为该装置在各种屏蔽条件下的本底谱。可以看出，无屏蔽时有很强的^{40}K光电峰，它主要来自实验室建筑材料。屏蔽后的本底谱中还可以看出有Ra的子体^{214}Bi(352，609，1120，1760keV)和^{60}Co(1173，1332keV)的贡献。Ra及其子体既来源于实验室材料，也可能来自钢、铅等屏蔽物。^{60}Co则主要来自钢屏蔽。

表 12.8 FH1906型低本底γ谱仪的本底

	屏蔽条件	无	物质屏蔽	物质+反符合	效率
γ	本底 min^{-1}	26815	162.5	36.7	
β	本底 min^{-1}	7.86	2.54	0.46±0.12	Sr/4π 40.8%
β-γ符合				0.015	

由于半导体γ谱仪的进展及其在γ测谱方面的优越性，目前国外不少低水平γ谱仪都采用Ge(Li)或高纯锗探测器作为主探测器。为了探测进入地球的宇宙物质所带来的宇宙射线产生的放射性，Kenichi Nogami等人建成了一台极低本底的β-γ-γ多维符合谱仪。85cm³的Ge

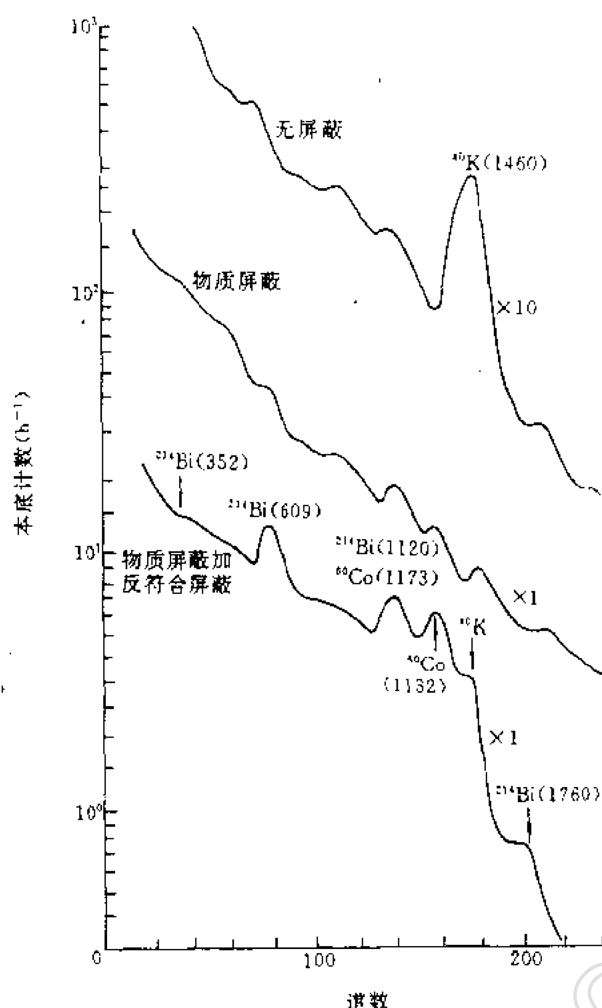


图 12.9 用 FH1906 测到的本底谱

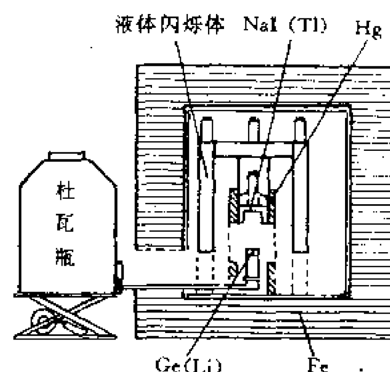


图 12.10 本底极低的 Ge(Li)谱仪结构

(Li) 探测器作为主探测器。大体积 NaI(Tl)阱型探测器及液体闪烁计数器作为屏蔽计数器。四只薄窗 G-M 计数管两两平行分作两层放在 Ge(Li)探测器上面，样品就放在两层 G-M 计数管中间。用 1945 年前旧军舰上的钢板做成厚 25cm 的物质屏蔽。总体结构如图 12.10 所示(图中没有画出 G-M 管及样品)。由于采用了多种屏蔽探测器，配以适当的电子线路，分别可以单独作 Ge(Li)γ 谱仪，用 Ge(Li)及 NaI(Tl)组成 γ-γ 符合谱仪或康普顿抑制谱仪，用 Ge(Li)及 G-M 管组成 β-γ 符合装置，用 NaI(Tl)、Ge(Li)及 G-M 管作 β-γ-γ 符合多维谱仪。用各种方式测得的^{22}Na 及^{26}Al 的效率及本底见表 12.9。由表可见，在 Ge(Li)单独运用及符合运用时，探测效率变化不到一个数量级而本底却降低 4－5 个量级。由于极低的本底和长时间的稳定性，可以用这套装置测到 10^6Bq 量级的 γ 放射性。这是目前较好的结果之一。

表 12.9 多维 Ge(Li)谱仪的性能

运用方式		绝对计数率(%)			本底(min)$^{-1}$		
		511keV	1275keV	1810keV	511keV	1275keV	1810keV
单 γ 谱仪		6.3	1.3	0.81	0.28	0.03	0.007
γ-γ 符合	^{22}Na	2.1	0.7				
	^{26}Al	1.5		0.41	0.04	0.003	0.002
康普顿抑制	^{22}Na	1.3	0.4				
	^{26}Al	1.5		0.22	1.13	0.015	0.005
β-γ 符合	^{22}Na	1.8	0.63		3×10^{-4}	9×10^{-5}	1×10^{-4}
	^{26}Al	1.2		0.26			
$(\beta+\gamma)-\gamma$ 符合	^{22}Na	2.7	0.91		0.049	0.003	0.001
	^{26}Al	2.1		0.55			
β-γ-γ 符合	^{22}Na	1.0	0.39		2×10^{-4}	1×10^{-5}	1×10^{-5}
	^{26}Al	0.9		0.15			

习　题

设某放射性核素衰变时发射一种 β 粒子和一种 γ 光子。今有低水平 β 计数装置，其本底为 $1\min^{-1}$，探测效率为 0.30，所需样品为 0.1 克重。另外有一台低水平 γ 计数装置，本底为 $20\min^{-1}$，探测效率为 0.10，样品重量为 5g。问在哪一台装置上测量有利？假如只能提供 0.2g 样品，用那一台装置测量有利？

参 考 文 献

[1] H. Oeschger and M. Wahlen, *Annual Review of Nuclear science*, 25, 423 (1975).

[2] 国际辐射单位与测量委员会第 22 号报告. 王恒德译，原子能出版社. 1978 年.

[3] 山越和雄. 原子力工业. 24, No. 5, 65(1978).

[4] 板木浩，新实验化学讲座 7. 基础技术 6. 核放射线 I，p186－231，1975.

[5] 中国科学院原子能研究所. 射线物理测量方法，152 页原子能出版社. 1975 年.

[6] L. A. Currie, *Anal. chem.*, 40, 586(1968).

[7] H. Hötzl and R. Winlker, *Nucl. Instr. Meth.*, 150, 177(1978).

[8] Kenichi Nogami et al., *Nucl. Instr. Meth.*, 150, 195(1978).

[9] 宋绍仪。生物化学与生物物理进展，第 1 期，11(1975).

第十三章　核反应截面测量

当具有一定能量的粒子束(带电的、中性的)轰击靶时,在靶中可能产生各种形式的核反应。描述发生核反应几率大小的物理量,称核反应截面。它的含义是:设有厚度为 t、单位体积内的原子核数为 n 的薄靶,在单位时间、单位面积上被粒子数为 N_0 的垂直入射粒子束轰击时,在单位时间、单位面积的靶上产生核反应数为 N,则有

$$N = N_0 \sigma n t \tag{13.1}$$

式中 σ 为核反应截面。由上式可得到核反应截面 σ 为:

$$\sigma = \frac{N}{N_0 n t} \tag{13.2}$$

核反应截面的量纲为平方厘米。在实际应用中以靶恩(b)作单位,$1\ \mathrm{b}=10^{-24}\ \mathrm{cm}^2$,或者 $1\ \mathrm{mb}=10^{-27}\ \mathrm{cm}^2$。

由(13.1)式可以得到

$$Y = \frac{N}{N_0} = n\sigma t \tag{13.3}$$

Y 称核反应产额。它是产生核反应数和入射粒子数之比。

核反应截面是入射粒子能量的函数,随能量变化,截面值的变化很复杂,这是核物理的重要研究课题之一。因为它能揭示入射粒子和靶核相互作用的机制,加深对核力和核结构的认识。同时,截面的数值也是核能利用中不可缺少的重要数据。例如,核反应堆设计就需要各种裂变燃料的中子裂变截面、慢化材料的中子弹性散射和非弹性散射截面以及控制材料和屏蔽材料的中子吸收截面数据等。在核技术应用中除了应用中子活化技术来分析样品材料中的微量元素外,瞬发带电粒子反应技术,已广泛地用来分析样品中的微量元素和微量元素的深度分布,这些都涉及到带电粒子的各种反应截面数据。

第一节　带电粒子反应截面测量

一、物理原理

带电粒子核反应,系指入射粒子是带电粒子,例如质子(p)、氘核(d)、氚核(T)、氦核(α)或更重一些的原子核,所引起的核反应。

入射带电粒子进入靶核后才能产生核反应。入射带电粒子在进入靶核前,它将遇到靶核的静电场排斥,阻止它的接近。带电粒子逐渐接近靶核,所受静电斥力增加,它的运动速度逐渐降低。这减少的动能转化为它在靶核静电场中的位能,其值为

$$V_C = \frac{Z_a Z_A e^2}{r} \qquad (r > R) \tag{13.4}$$

式中,Z_a,Z_A 分别是入射带电粒子和靶核的电荷数(原子序数);r 是入射带电粒子 a 和靶核 A

间的距离；R 是靶核的核力半径；e 是电子电荷。

在 $r \leqslant R$ 处，这时有

$$V_C = \frac{Z_a Z_A e^2}{2R}\left(3 - \frac{r^2}{R^2}\right) \qquad (r \leqslant R) \qquad (13.5)$$

这里 $R = R_a + R_A \approx (A_a^{1/3} + A_A^{1/3}) \times 10^{-13}$ cm。R_a，R_A 分别是入射带电粒子和靶核的原子核半径，A_a，A_A 分别是入射带电粒子和靶核的原子质量数。

在实验室坐标系内，最大的库仑位能可以计算出来，例如，当入射带电粒子是质子或 α 粒子轰击铍靶时，在实验室坐标系内库仑位能分别就有 1.3 MeV 和 3.3 MeV。对于重元素的靶核，这种库仑位能可高达 10 MeV。

其次，当带电粒子克服靶核的静电场，进入核力场，即 $r=R$ 时，由于强大的核力吸引作用远超过静电场的库仑斥力，此时带电粒子的位能由核力来决定。核力势与 r 的函数关系为：

$$V_N(r) = V_R(r) + iW(r) \qquad (r \leqslant R) \qquad (13.6)$$

这里 $V_R(r)$ 和 $W(r)$ 分别是核力势 $V_N(r)$ 的实数和虚数部分。

设入射带电粒子在质心坐标系内总动能为 $E^{(C)}$，静电场和核力作用的波函数的薛定谔方程为

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta^2\varphi(r) + (V_C + V_N)\varphi(r) = E^{(C)}\varphi(r) \qquad (13.7)$$

其中，μ 是入射粒子和靶核的折合质量 $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_A}$。静电场和核力都是球对称的，因此，上式中的波函数 $\varphi(r)$ 只和 r 有关，同它们的方向无关，这样波函数 $\varphi(r)$ 可以简化成

$$\varphi(r) = \varphi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi) \qquad (13.8)$$

这时径向薛定谔方程为

$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left[r^2\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}r}\right] + \frac{2\mu}{\hbar^2}\left[E^{(C)} - V_N - V_C - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}\right]R = 0 \qquad (13.9)$$

式中，$l(l+1)\hbar^2/2\mu r^2$ 是入射带电粒子轨道角动量引起的离心位能。l 是角动量量子数（$l=0$，1，2，……）。

从截面测量可确定的核力势（Wood－Saxon 势）中实数部分为

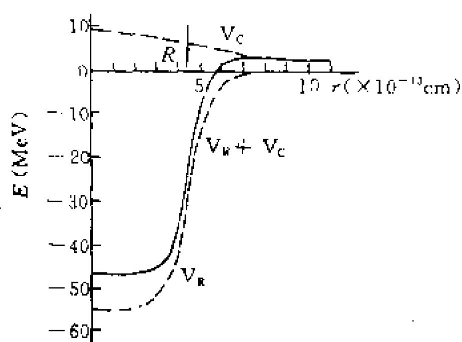
$$V_R(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a_2}}} \qquad (13.10)$$

V_0 是靶核的核力势阱底深；R 是入射带电粒子和靶核相互作用半径；a_0 是靶核的核力势表面的弥散度。如当入射质子轰击的靶核是钙（Ca）时，$V_0 \approx -55$ MeV，$a_0 = 0.5 \times 10^{-13}$ cm。质子进入钙核后。受到的核力吸引力 $V_R \approx 27$ MeV。它远大于质子在钙核中受到的最大静电场的库仑斥力 $V_L = 4.64$ MeV。图 13.1 是质子轰击钙靶核时各种位能图。

对于离心位能 $\frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$，在低能时，$l=0$，所以 $\frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} = 0$。

带电入射粒子要进入靶核产生核反应，必须克服这三种位能。虽然 V_N 远大于 V_C，并且 V_N 是吸引力，但是带电粒子要进入核力场，首先得克服库仑斥力。正是这个原因，尽管带电粒子和靶核反应是放能反应（反应能 $Q>0$），但在低能时，除了弹性散射外，其它的核反应几率都是很小的。

讨论带电粒子和整个靶的作用时，还要考虑入射带电粒子和靶核的核外电子相互作用。它



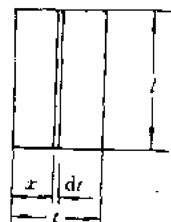


图 13.1　质子轰击钙靶的核势示意图

图 13.2　厚靶核反应几何图

使核外电子激发、电离，而入射带电粒子本身损失能量。因此，入射带电粒子在靶内不同深度，能量逐渐降低。这样入射带电粒子在靶内不同深度将产生不同的反应几率。根据(13.1)式，在靶深 x 处的 $\mathrm{d}x$ 薄层内(如图 13.2 所示)，单位时间发生的核反应数为：

$$\mathrm{d}N = N(x)n\sigma(E)\mathrm{d}x \tag{13.11}$$

这里 $N(x)$ 是单位时间内入射到 x 处的入射带电粒子数。

这样在靶厚为 t 的靶中，单位时间产生的核反应总数为：

$$N = \int_0^t N(x)\sigma(E)n\mathrm{d}x \tag{13.12}$$

核反应产额是

$$Y = \frac{N}{N_0} = \frac{1}{N_0}\int_0^t N(x)\sigma(E)n\mathrm{d}x \tag{13.13}$$

N 和 Y 都不是简单关系式。这是带电粒子核反应截面测量中重要的特点，也是带电粒子核反应截面测量中困难所在和引进误差的主要来源之一。在带电粒子核反应截面测量中，只有当靶足够薄时，以致入射带电粒子在靶中能量损失可以忽略，测量和计算才比较简单。

二、微分截面和积分截面测量

从(13.2)式截面的定义有

$$\sigma = \frac{N}{N_0nt}$$

似乎只要分别测量上式中的 N_0，n，t 和通过靶后的粒子数，就可以得到核反应的全截面。实际上对于厚靶，由于入射带电粒子和靶核核外电子相互作用，入射带电粒子在靶内能量损失很大，而核反应截面是入射粒子能量的函数。因此，对厚靶不能得到单能粒子的反应截面。只能通过直接测量核反应后的出射粒子(发射或散射粒子)来得到带电粒子所产生的各种反应截面值。

1. 微分截面测量

带电粒子的核反应的出射粒子是向 4π 方向发射的，因此，出射粒子方向可用球面坐标系中的角度 θ，φ 来标志，如图 13.3 所示。设单位时间入射到靶上的粒子数(束流强度)为 I_0。在单

位时间内，$\theta \to \theta+d\theta$，$\varphi \to \varphi+d\varphi$ 之间的立体角 $d\Omega$ $\left((d\Omega=\frac{dS}{r^2}=\frac{r\sin\theta d\theta \bar{r} d\Psi}{r^2}=\sin\theta d\theta d\varphi \right)$ 内，出射的粒子数为 $dI(\theta,\varphi)$，则根据(13.1)式有

$$dI(\theta,\varphi)=I_0 nt d\sigma \qquad (13.14)$$

这里 $d\sigma$ 是出射粒子在 θ,φ 方向出射的概率。它和立体角 $d\Omega$ 成正比。因此有 $d\sigma=\sigma(\theta,\varphi)d\Omega$。这样

$$\sigma(\theta,\varphi)=\frac{d\sigma}{d\Omega}$$

称微分截面。它的单位是靶/球面度(b/Sr)或毫靶/球面度(mb/Sr)。其意义是表示出射粒子在 θ,φ 方向单位立体角内的概率。这样，

$$dI(\theta,\varphi)=I_0 nt\sigma(\theta,\varphi)d\Omega \qquad (13.15)$$

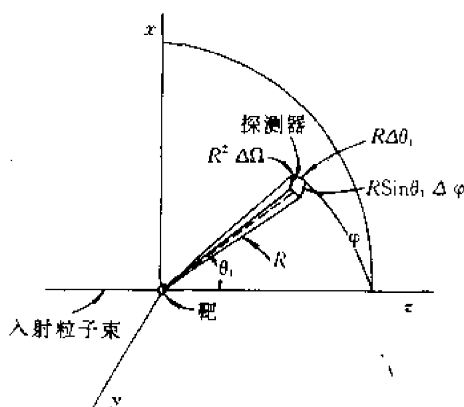


图 13.3　微分截面测量示意图

在大多数情况下，核反应后的出射粒子的分布都有轴对称性，即出射粒子数 $dI(\theta,\varphi)$ 只是 θ 角的函数，而与 φ 角无关。这样微分截面可简单地写成 $\sigma(\theta,\varphi)=\sigma(\theta)$，根据(13.15)式有

$$\sigma(\theta)=\frac{dI(\theta)}{I_0 nt d\Omega} \qquad (13.16)$$

令 Ω 为探测器对靶所张的立体角；I_Ω 为在 θ 方向单位时间进入探测器的出射粒子数，则微分截面为

$$\sigma(\theta)=\frac{I_\Omega}{I_0 nt\Omega} \qquad (13.17)$$

在实际测量中，单能入射的粒子束流是由加速器来提供的，而加速器不可能提供恒定的粒子束流(单位时间粒子数)，因此，也不可能有恒定的反应出射粒子数。精确地测量核反应截面，测量时间很长，为了消除入射粒子束流和出射粒子数随时间的变化，往往测量的是 $\Delta\tau$ 时间间隔* 内的出射粒子总计数和相对应的 $\Delta\tau$ 时间间隔内的总入射粒子数。于是(13.17)式改成

$$\sigma(\theta)=\frac{1}{nt\Omega}\left[\frac{\int_0^{\Delta\tau} I_\Omega(\tau)d\tau}{\int_0^{\Delta\tau}\frac{i(\tau)}{q}d\tau}\right] \qquad (13.18)$$

式中，n 是单位体积内的靶原子核数；t 是靶的厚度；nt 即为单位面积上的靶原子核数；Ω 是探测器对靶所张的立体角，$\Omega=\frac{\pi R^2}{r^2}$，$R$ 是探测器的半径，r 是探测器和靶之间的距离；$i(\tau)$ 和 q 分别是入射粒子束流和入射粒子的电荷；$\int_0^{\Delta\tau}\frac{i(\tau)}{q}d\tau$ 和 $\int_0^{\Delta\tau} I_\Omega(\tau)d\tau$ 分别为在 $\Delta\tau$ 时间间隔内，总的入射粒子数和在 θ 方向进入探测器的总的出射粒子数。这里

$$I_0=\int_0^{\Delta\tau}\frac{i(\tau)}{q}d\tau=\frac{Q}{q} \qquad (13.19)$$

Q 是入射带电粒子轰击在靶上的总电荷量。

* 本章用 τ 表示时间，以避免与厚度 t 相混淆。

在核反应实验中，为了测量入射粒子轰击在靶上的总电荷量 Q，通常用一个安装在靶后面的“法拉第圆筒”的装置，配以束流积分仪。利用法拉第圆筒测量束流的原理将在第二节中讨论。

在核反应截面测量中，要求入射粒子束有好的准直平行并和靶垂直，而且轰击在靶上的束点要小，以免对测量带来误差。

由于核反应截面是入射粒子能量的函数，带电粒子在靶中能量损失很快，这种能量损失随入射带电粒子所带电荷或靶原子序数增加更为严重。因此，用于带电粒子核反应截面测量的靶，必须均匀，并且薄到入射带电粒子在它内部损失的能量可以忽略。

计算、测量了(13.18)式中各物理量后，就可定出在不同 θ 角方向的核反应微分截面 $\sigma(\theta)$。

实验测量的微分截面是在实验室坐标系中直接测定的，称为实验室坐标系的微分截面，以 $\sigma(\theta_L)$ 来表示。为了能用实验结果来验证理论计算值，必须将实验室测到的微分截面 $\sigma(\theta_L)$ 转换到质心坐标系中的微分截面 $\sigma(\theta_C)$ 。

根据运动学，由实验室系转换到质心系有

$$\theta_C = \sin^{-1}(r\sin\theta_L) + \theta_L \tag{13.20}$$

$$\sigma(\theta_C) = G(r,\theta_L)\sigma(\theta_L) \tag{13.21}$$

其中

$$r = \left(\frac{m_a m_b}{m_A m_B}\frac{E^{(C)}}{E^{(C)}+Q}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{13.22}$$

这里 $E^{(C)}$ 是入射粒子在质心系内的相对运动动能(MeV)；Q 是核反应能(MeV)；m_a、m_b、m_A、m_B 分别是入射粒子、出射粒子、靶核和反应后的剩余核的质量。

而

$$G(r,\theta_L) = \frac{(1-r^2\sin^2\theta_L)^{1/2}}{[r\cos\theta_L + (1-r^2\sin^2\theta_L)^{1/2}]^2} \tag{13.23}$$

通常 $\theta_C \neq \theta_L$，对 n-p 等散射，$\theta_C = 2\theta_L$。

2. 核反应的积分截面

微分截面只是指某一 θ 角方向的核反应截面。要得到 4π 方向的总的出射粒子数，必须测出 θ 从 0°→180°所有方向的出射粒子数，随后由积分来得到

$$\begin{aligned}\sigma &= \int_{4\pi}\sigma(\theta)\mathrm{d}\Omega \\ &= \int_0^{\pi}\sigma(\theta)\sin\theta\mathrm{d}\theta\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\varphi \\ &= 2\pi\int_0^{\pi}\sigma(\theta)\sin\theta\mathrm{d}\theta\end{aligned} \tag{13.24}$$

或者

$$\sigma = 2\pi\int_{-1}^{+1}\sigma(\theta)\mathrm{d}(\cos\theta) \tag{13.25}$$

由积分得到的核反应截面，有时称“积分截面”或“总截面”。

图 13.4 是 $^{12}C(d,p)^{13}C$ 的核反应，在 $E_p = 0.92$ MeV 和 $E_p = 1.31$ MeV 时的角分布曲线。由于 $\theta = 0°$ 和 $\theta = 180°$ 附近分别是入射粒子束方向和入射带电粒子输运管道，不能直接由实验测出微分截面。因此，微分截面通常由实验点趋向外推或用理论模型计算中得到。

由角分布计算积分截面时，首先将实验点联成曲线（用数学方法进行拟合），然后将角度从 0°～180°分成 n 等分。此时(13.24)式积分形式变换成累加形式

$$\sigma' = 2\pi\sum_{i=1}^{n}\sigma'(\theta_i)\sin\theta_i\Delta\theta_i$$

因为 $\Delta\theta_i=\frac{\pi}{n}$，所以

$$\sigma' = 2\pi\sum_{i=1}^{n}\sigma'(\theta_i)\sin\theta_i\cdot\frac{\pi}{n}$$

$$=\frac{2\pi^2}{n}\sum_{i=1}^{n}\sigma'(\theta_i)\sin\theta_i \qquad (13.26)$$

从而由实验数据计算出核反应的积分截面。

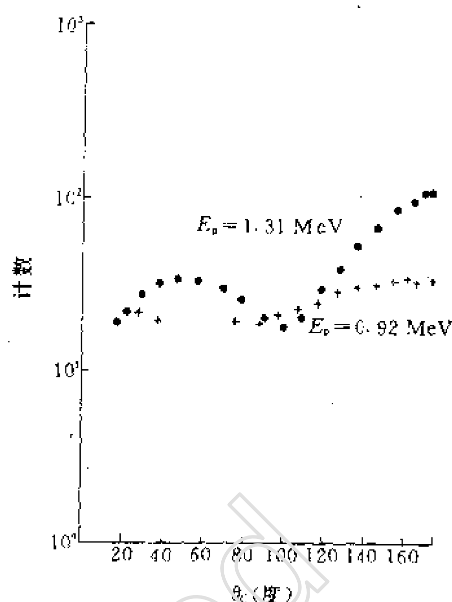


图 13.4　$E_p=0.92$ MeV 和 1.31 MeV 的 $^{12}C(d,p)^{13}C$ 角分布曲线

三、共振反应截面测量

由(13.2)式通过测量核反应后出射粒子数得到核反应截面。核反应截面是入射带电粒子能量的函数，测得的核反应截面和入射带电粒子能量变化的 $\sigma-E_a$ 曲线称"激发曲线"。图 13.5 是 $^7Li(p,\alpha)^4He$ 在 $\theta_L=150°$ 方向核反应截面随入射质子能量变化曲线。这里核反应截面随入射粒子能量的变化缓慢，因此，入射粒子在靶中虽有能量损失，但是仍然可以认为测量到的核反应截面与入射质子能量单值相对应。这样，测量的激发曲线是有效的。假若在激发曲线上核反应截面随入射粒子能量变化很灵敏，如图 13.6 的 $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$ 激发曲线，在 E_p 分别为 340，672，872，935 和 1348 keV 位置有明显的尖锐峰，即核共振反应。这是由于入射粒子的能量达到靶核某一能级时，靶核对它发生强烈吸收，形成很大

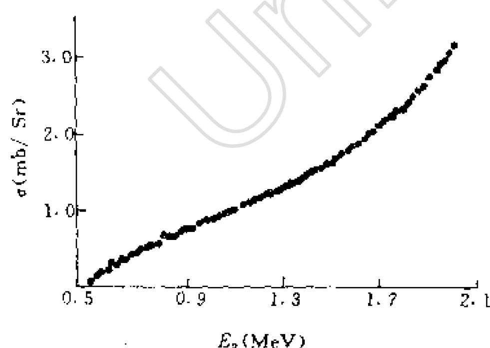


图 13.5　$\theta_L=150°$ 方向 $^7Li(p,\alpha)^4He$ 反应截面随入射质子能量变化的曲线

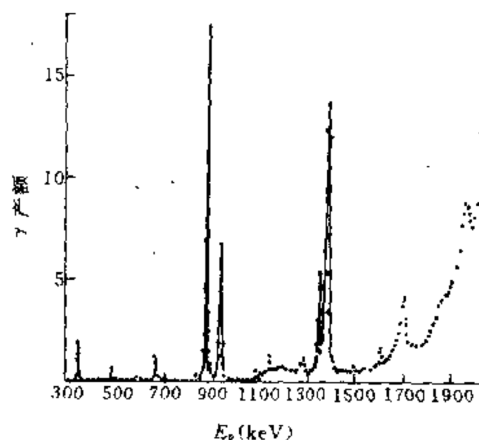


图 13.6　在 $\theta_L\approx90°$ 方向 $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$ 反应 γ 产额随入射质子能量变化的曲线

的反应截面。所以，测定核激发曲线中各个共振峰的位置，共振峰的宽度等来确定核的能级、能级宽度、能级寿命等。这种共振反应截面随入射粒子能量变化满足 Breit－Wigner 单能级公式：

$$\sigma = \sigma_r \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{(E_a - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \tag{13.27}$$

这里，E_a 是入射粒子能量；E_r 是共振能量；Γ 是核反应截面共振曲线的半宽度或核反应复合核能级自然宽度；σ_r 是共振反应截面峰的极大值。

图 13.7 表示满足公式(13.27)的理论曲线。当入射粒子能量 E_a 接近共振能量 E_r 时，核反应截面 σ 很快到达共振极大值 σ_r。当 $|E_a-E_r|>\Gamma$ 时，核反应截面很快下降。$|E_a-E_r|=\Gamma/2$ 时，核反应截面 $\sigma=\frac{1}{2}\sigma_r$。所以，共振峰的半宽度为 Γ，即复合核共振自然宽度。

由于在共振峰处，核反应截面随入射粒子能量变化尖锐，而入射粒子在靶中不同深度处能量逐渐下降，这样核反应截面和入射粒子能量单值对应关系不再满足。

如图 13.8 所示，入射带电粒子通过 $x-x+\Delta t$ 薄层靶，产生核反应产额为

$$\Delta Y(\Delta t) = n\sigma(E)\Delta t \tag{13.28}$$

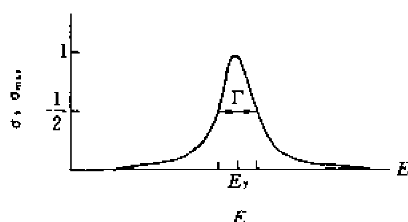


图 13.7 Breit－Wigner 单能级理论截面曲线

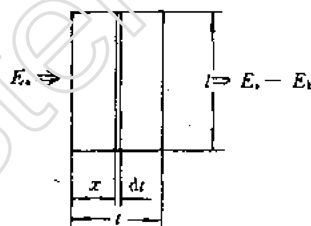


图 13.8 在 Δt 层内核反应几何图

入射带电粒子在 Δt 层薄靶内的能量损失

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{E_a} \cdot \Delta t \tag{13.29}$$

这里，$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{E_a}$ 是带电粒子入射能量为 E_a，通过靶物质时单位路程的平均能量损失，称为阻止本领。而

$$\frac{dE}{dt} = -n\varepsilon$$

式中，n 是单位体积内靶原子核数；ε 是单个靶原子阻止截面。这样(13.28)式可改写成：

$$\Delta Y(\Delta t) = \frac{-\sigma(E)}{\varepsilon}\Delta E$$

将上式对整个靶厚 t 积分，得到入射粒子能量 E_a 轰击靶时核反应产额

$$Y(E_a, t) = \int_{E_a}^{E_a - E_b} \frac{-\sigma(E)}{\varepsilon} dE$$

$$= \frac{1}{\varepsilon}\int_{E_a - E_b}^{E_a} \sigma(E) dE = Y(E_a, E_b) \tag{13.30}$$

这里，E_b 是入射粒子在靶中所损失的能量。在入射粒子能量接近共振能量 E_r 时，将(13.27)式代入上式，靶厚为 $t\left(E_b=\frac{dE}{dt}\cdot t\right)$ 时的产额

$$Y(E_a,E_b)=\frac{\Gamma\sigma_r}{2\epsilon}\left(\mathrm{tg}^{-1}\frac{E_a-E_r}{\frac{\Gamma}{2}}-\mathrm{tg}^{-1}\frac{E_a-E_r-E_b}{\frac{\Gamma}{2}}\right)\tag{13.31}$$

(13.31)式是考虑了靶的厚度以后的核反应产额的一般表达式。从此式可以看出，靶厚对产额随入射粒子能量变化的影响很大。下面分别讨论不同靶厚对产额的影响。

1. 靶厚 $E_b \leqslant \Gamma$(薄靶)情况

在这种情况下，核反应产额随入射粒子能量 E_a 分布有峰状。(13.31)式对 E 求微商，并使 $dY(E_i,E_b)/dE=0$。这时，在 $E_a=E_r+\frac{E_b}{2}$ 处，产额 $Y(E_a,E_b)$ 有极大。以 $E_a=E_r+\frac{E_b}{2}$ 代入(13.31)式，最大产额为

$$Y_{max}(E_a,E_b)=\frac{\Gamma\sigma_r}{\epsilon}\mathrm{tg}^{-1}\frac{E_b}{\Gamma}\tag{13.32}$$

这就是说，当靶在厚度 $E_b=\frac{dE}{dt}t$ 时，核反应产额最大值由能量 E_r 移到了能量 $E_r+\frac{E_b}{2}$ 处，如图13.9所示。当 $|E_a-E_r|=\frac{\Gamma}{2}+\frac{E_b}{2}$ 时，$Y=\frac{1}{2}Y_{max}$，所以峰的半宽度为

$$\Gamma'^2=\Gamma^2+E_b^2\tag{13.33}$$

在实际测量中，不仅由于靶厚使产额曲线半宽度加宽，而且因由加速器提供的入射粒子能量 E_a 并非单一能量，有 ΔE_a 的分布，这样实验测量到的半宽度为

$$\Gamma'^2=\Gamma^2+E_b^2+\Delta E_a^2\tag{13.34}$$

由上式，当在已知靶厚和核反应共振自然宽度后，就可以测定加速器的入射粒子能量分散度。

2. 靶厚 $E_b \gg \Gamma$ 情况

(13.31)式中，当 $E_b \gg \Gamma$ 时，共振峰附近有

$$\mathrm{tg}^{-1}\frac{E_a-E_r-E_b}{\frac{\Gamma}{2}}\to\frac{\pi}{2}$$

这样对于厚靶产额的表达式变为

$$Y(E_a,E_b\gg\Gamma)=\frac{\sigma_r\Gamma}{2\epsilon}\left[\frac{\pi}{2}+\mathrm{tg}^{-1}\frac{E_a,E_r}{\frac{\Gamma}{2}}\right]\tag{13.35}$$

因此，厚靶的最大反应产额是在 $E_a\to\infty$ 处。此时有

$$Y_{max}(E_a,E_b\gg\Gamma)=\frac{\pi\sigma_r\Gamma}{2\epsilon}\tag{13.36}$$

而在 $E_a=E_r$ 处，产额为：

$$Y(E_a=E_r,E_b\gg\Gamma)=\frac{\pi\sigma_r\Gamma}{4\epsilon}=\frac{1}{2}Y_{max}\tag{13.37}$$

所以对厚靶共振能量点 E_r，就在厚靶产额曲线最高产额的一半处。共振自然宽度为从 $\frac{1}{4}Y_{max}-\frac{3}{4}Y_{max}$ 所对应的能量，如图13.10所示。此时峰宽度完全由靶厚来决定。

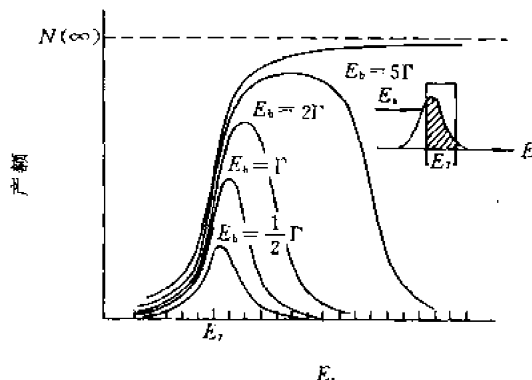


图 13.9 不同靶厚的产额曲线和共振点的变化

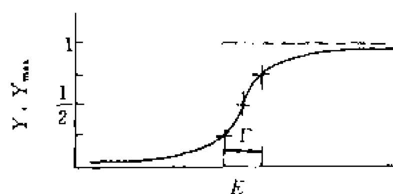


图 13.10 厚靶的产额曲线

3. 靶厚 $E_b \ll$(Γ 极薄靶)情况

当 $\Gamma \gg E_b \to 0$ 时,(13.31)式中 $tg^{-1}\left(\frac{E_a-E_r}{\frac{\Gamma}{2}}-\frac{E_b}{\frac{\Gamma}{2}}\right)$ 在 $E_b=0$ 附近用泰勒公式展开,取一级近似,有

$$tg^{-1}\left[\frac{E_a-E_r}{\frac{\Gamma}{2}}-\frac{E_E}{\frac{\Gamma}{2}}\right]=tg^{-1}\left(\frac{E_a-E_r}{\frac{\Gamma}{2}}\right)-\frac{\frac{\Gamma E_b}{2}}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2+(E_a-E_r)^2}$$

所以,此时产额为

$$Y(E_a,E_b\ll\Gamma)=\frac{\sigma_r\Gamma}{2\varepsilon}\left\{tg^{-1}\frac{E_a-E_r}{\frac{\Gamma}{2}}-\left[tg^{-1}\frac{E_a-E_r}{\frac{\Gamma}{2}}-\frac{1}{(E_a-E_r)^2+\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}\frac{\Gamma E_b}{2}\right]\right\}$$

$$=\frac{\sigma_r}{\varepsilon}\frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2E_b}{(E_a-E_r)^2+\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}=\frac{E_b}{\varepsilon}\sigma(E) \tag{13.38}$$

因为 $\varepsilon=\frac{1}{n}\frac{dE}{dt}$,$E_b=\frac{dE}{dt}\cdot t$,所以上式又变为

$$Y(E_a,E_b\ll\Gamma)=n\sigma(E)t$$

这就是(13.3)式。因此,在极薄靶的情况,由于入射带电粒子在靶中没有能量损失,核反应产额和非共振反应时情况一样。这时反应产额曲线完全服从 Breit－Wigner 单能级公式。但在实际工作中,这样薄而均匀的靶是难以制备和应用,且反应产额也太低。

若计算薄靶共振峰的面积,即对(13.32)式进行数学上对能量积分,此时有

$$A(E_a,E_b)=2\int_{E_r}Y(E,E_b)dE=\frac{\pi}{\varepsilon}\frac{\sigma_r\Gamma}{2}E_b \tag{13.39}$$

而和厚靶产额表达式(13.36)式进行比较有

$$A(E_a,E_{b1})=Y_{max}(E,E_b\gg\Gamma) \tag{13.40}$$

即薄靶的靶厚为

$$E_{b1} = \frac{A(E, E_b)}{Y_{max}(E, E_b \gg \Gamma)} \tag{13.41}$$

因此，只要分别测量薄靶共振峰面积和“无限厚”(入射带电粒子能量基本上都损失在靶内)靶的产额的极大值 $Y_{max}(E, E_b \gg \Gamma)$，就可从(13.41)式定出薄靶的靶厚 E_{b1}。这就是核反应共振法测量薄靶厚的基本原理。

最后需要指出，激发曲线上两相邻共振峰能量间隔小于靶的厚度时，此时厚靶的产额曲线不象图13.10那样简单，将产生叠加现象。如$^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$激发曲线，$E_p=874$ keV 和 $E_p=935.1$ keV 处各有共振峰。因此当靶厚大于100 keV时，这时的激发曲线如图13.11所示，$E_p=935.1$ keV 共振峰平台叠加在 $E_p=874$ keV 共振峰的平台上。Y_{1max}是 $E_p=874$ keV 共振峰极大值，$Y_{2max}-Y_{1max}=Y$ 是 $E_p=935.1$ keV 共振峰的极大值。

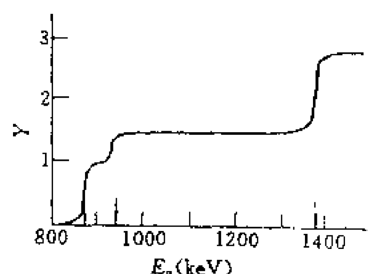


图13.11 靶厚 $E_b>100$ keV 时，$^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$ 激发曲线
箭头分别是874、935、1375 keV 共振峰

四、重离子反应截面测量

作为核物理前沿领域之一的重离子核反应研究，由于它在新原子核的合成等领域有广泛的前景而被高度重视。但作为带电粒子它不仅在进入核内前将受到巨大的静电排斥，而且因它和靶核外的电子相互作用，重离子能量损失极快。核反应后的反应产物很难射出靶物质。因此重离子核反应截面测量有其特殊性。首先很难有单能反应截面，一般都是得到从初始能量到反应截止的平均截面。其次由于重离子核反应中反应的开放道远比轻核离子反应道多，而且这些反应产物都处在激发态。因此，要测某一反应道的反应截面，对于产物半衰期较长的可用物理、化学方法从靶物质中分离出来，随后测量它们的放射强度，计算出它们的反应截面。而对于反应产物半衰期较短的通常是在线测量它们的放射性强度，再来计算反应截面。

第二节 靶室和制靶技术

一、靶室

带电粒子同原子核外电子的相互作用，使原子激发、电离，很快把能量损失掉。因此，带电粒子在物质中的射程很短。如3 MeV的质子和α粒子，它们在空气中的射程分别只有14.2 cm和1.66 cm。所以带电粒子在空气中不易和靶核产生核反应。

为了从加速器获得一定能量的带电粒子，能量不损失地输运到靶上，以产生核反应；以及核反应后出射的粒子如是带电粒子，又要不损失能量地到达探测器，并被测量记录。这种提供核反应场所的装置，通常称靶室。

为满足不同核反应实验的需要，靶室设计的种类繁多。为了测量核反应后出射的带电粒子角分布，或进行带电粒子的散射实验，经常把靶置于靶室的中心，直接对准入射粒子的方向，把带电粒子探测器安置在以靶为中心、距靶一定距离的位置上。探测器能以靶为轴心，围绕靶旋转测量，如测量角分布等。这种靶室有时称“散射室”，如图13.12。靶的顶盖可以打开，便于安

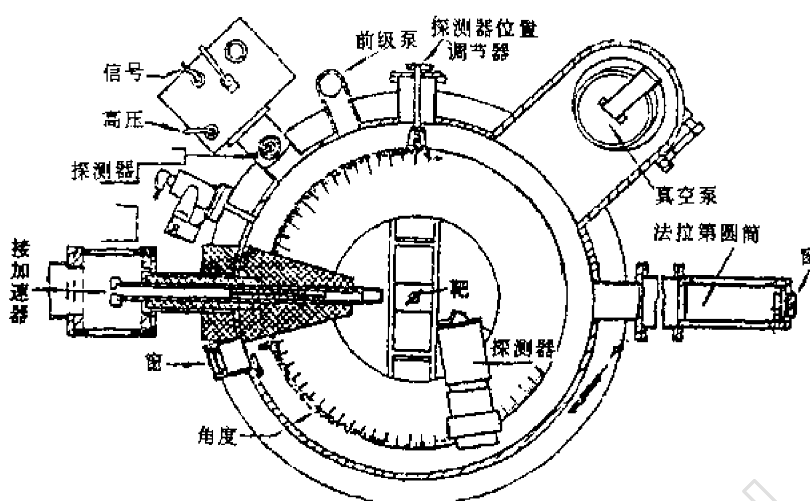


图 13.12　核反应散射室结构图

装、调换靶和探测器。改变探测器位置用“探测器调节器”来控制。现在这种调节器不少由电子仪器，甚至用电子计算机来控制，精度可好于 0.1°。对于探测带电粒子的探测器，现在更多地采用体积小、分辨率高、能接受高计数率的半导体探测器。在束-靶同一轴心线上安装法拉第圆筒，用于测量入射带电粒子束流。

利用核反应、核散射进行元素微量分析，以及利用晶体有规则的晶格结构，测量晶体离子注入损伤的深度分布等实验，要求使用的靶样品在靶室内能有二维、三维调节变动。这种调节精度要求很高，且又要能测量反应的带电粒子，在结构和制备上都较复杂。图 13.13 是能二维转动的靶室示意图。加速器引出的带电粒子束，经过准直器准直后(通常这种准直后的束截面直径仅为 20～500 μm)来轰击靶，通过 φ,θ 角的转动来改变靶和入射粒子束之间的夹角。靶室内既要安装靶样品，又要放置探测器，而这种探测器对靶所张立体角要足够小，还要减少靶壁所引起的散射，因此，这种靶室往往做得较大，有的直径大于 1 m，最小的靶室直径也有 20～30 cm。

对于带电粒子轰击靶产生核反应出射中子或 γ 射线的情况，靶室的结构可简单得多。这种靶室仅需安装产生核反应的靶。因此，靶室可以做得很小，其直径只有几个厘米。考虑到出射中子能量单色性，要求靶室材料对中子散射要小(通常用铜)，靶壁尽量薄(一般厚壁为 0.1～0.2 mm)。为了适用于强束流的中子源(10^{11}～10^{13}/s)下工作，把靶做成环形，并高速旋转，使粒子束不只是轰击在靶上一个固定位置，这种旋转靶还可延长靶的轰击寿命。图 13.14 是旋转靶的示意图。由于靶的旋转，高温的冷却和真空密封等问题，将在结构上带来很多困难。

各种靶室为了能正确测量入射带电粒子束流，都附有或者靶室本身兼有测量入射带电粒子束流功能的装置，即法拉第圆筒。法拉第圆筒测量入射带电粒子束流的原理，如图 13.15 所示。电荷量为 q(假设带正电荷)的高速粒子束，在单位时间内，进入法拉第圆筒的粒子数为 n，则在法拉第圆筒内将形成的电流为 $i=nq$。这样直接通过测量法拉第圆筒输出的电流 i，就可以确定入射带电粒子数 n。

入射带电粒子除了被法拉第圆筒收集外，还有部分入射粒子会在法拉第圆筒壁上发生散

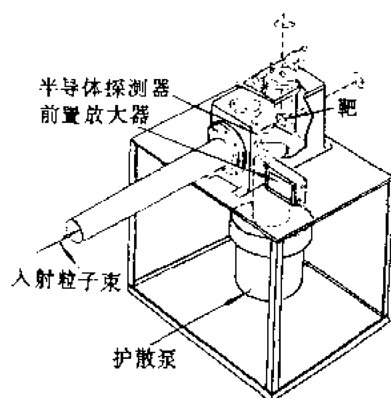


图 13.13　二维转动靶室

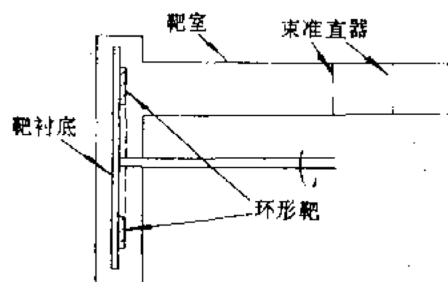


图 13.14　旋转靶靶室示意图

射。如这些散射粒子溢出法拉第圆筒，将使法拉第圆筒输出电流 i 降低。另一方面，具有一定能量的入射带电粒子轰击在法拉第圆筒壁上时，必将产生出大量的次级电子。这些次级电子的运动方向和入射粒子运动方向相反，但在法拉第圆筒内形成的电流却方向相同，如图 13.15 所示。因此，这些次级电子溢出法拉第圆筒，将使测量的电流增加。为了降低产生散射粒子和克服散射粒子溢出法拉第圆筒，除了选用散射截面小的材料和做成小口径、长深度法拉第圆筒外，并在法拉第圆筒前加一抑制电极，或在法拉第圆筒内填装零乱的铝箔，以抑制次级电子的溢出，如图 13.15 所示。

图 13.16 是一种实用的测量入射粒子束流的法拉第圆筒。在法拉第圆筒的入口加有一正电压，中间还加一个磁场，这些都是为了改变散射粒子和次级电子的运动方向，使它们不溢出法拉第圆筒，提高测量束流的精确度。

在实际测量中，加速器提供的入射粒子束流的大小不可能是恒定的，而实验测量工作又往往需要较长的时间。因此，如图 13.16 那样来测量束流 i 不是恒定的电流，容易造成误差。实用上是法拉第圆筒配一个“束流积分仪”。这种束流积分仪的功能是直接给出测量时间内的总电荷 Q。这样可以立即得到在测量时间内总的入射粒子数。它是

$$N = \frac{Q}{q} \tag{13.42}$$

一般靶室直径仅为 2～3 cm，靶管长几十厘米。这样散射粒子和次级电子基本上都可能被抑制在靶室内。因此，这种靶室既是产生核反应的靶室又是测量入射粒子束流的法拉第圆筒。

还有，在利用背散射技术作材料样品分析时，由于样品较厚，不可能在靶后安装法拉第圆筒来测量入射粒子束流，通常也是以整个靶室兼作法拉第圆筒，如图 13.17 所示。样品和靶室需有良好的导电接触。被样品吸收、散射的入射粒子全部在靶室内形成输出电流 i，以达到对入射粒子束流的测量。

二、制靶技术

在核反应实验中，一般是将待测的元素或核素制作成“靶子”，安装在靶室内，被高速运动

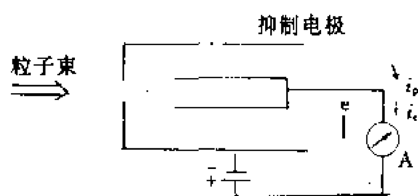


图 13.15 收集带电粒子束流的法拉第圆筒原理图

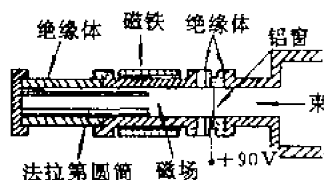


图 13.16 一种实用的法拉第圆筒

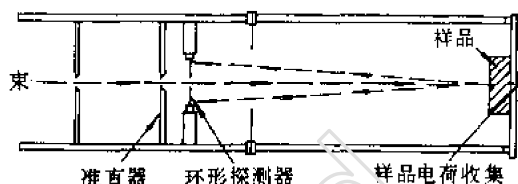


图 13.17 利用背散射分析样品元素的靶室

的粒子轰击，产生核反应。从测量核反应产额、角分布、能谱等数据来研究待测元素或核素的性质。制备靶的质量的好坏，将直接影响核反应产物的测量结果。所以，选择和制备合适的靶是核反应实验成功的关键之一。

1. 核反应实验对靶的要求

核反应实验用的靶基本上可分成气体型和固体型两大类。大多数元素或核素都可以做成固体型的。气体型的靶只是在某些特殊核反应实验中应用。如为了提供能量分散性小，产额相对比较高的快中子，有时把氢的同位素氘和氚制成气体型的靶。这种靶结构如图 13.18 所示。靶的形状是一个小的盒子。通常用高熔点、低中子产额的材料（如钽、钼、镍等）做成小盒，置于真空输运管道连接端，束的入口窗壁厚一般仅几个微米，使带电粒子通过它时损失能量很小。使用时，首先把小盒抽成真空，随后充以少量靶气体，再把小盒抽空。这样反复多次，使盒内其它杂质减少。最后充以靶气体。为了提高核反应产额，通常小盒内充靶气体 $2\sim5\times10^5$ Pa。因为氚是半衰期为 12.33 a，释放β射线的放射性核，因此，气体氚靶在使用中要特别注意不能让这种气体泄漏出小盒。

大量的核反应实验使用的是固体靶。固体靶由产生核反应的靶物质和承托这种靶物质的衬底两部分组成，如图 13.19 所示。实验要求靶物质的核纯度要高或有确切的丰度值、结构均匀、厚度适当，靶和靶衬底经得起束流的轰击，衬底物质不产生干扰反应等。

（1）*靶厚的表示法和靶厚的选择*。图 13.19 中靶物质 A 的厚度 t 称为靶厚。靶厚 t 可以用厘米、毫米、微米、纳米来表示，称线性厚度。也可用靶物质的密度 ρ 乘上线性厚度 t 的质量厚度来表示。它的单位有 g/cm², mg/cm², μg/cm² 等。但通常在带电粒子核反应实验中，以上这两种单位都嫌太大，同时也不能反映靶厚的真实情况。

在带电粒子核反应中，靶厚单位较多用能量单位 keV 来表示。这种靶厚单位定义是：初始能量为 E_1 的入射带电粒子，通过靶后能量降低到 E_2，则入射带电粒子在该靶中损失能量为 $\Delta E=E_1-E_2$。这里 ΔE 就称为入射粒子能量为 E_1 时的靶厚。例如能量 1000 keV 入射质子，通过氟化锂（LiF）靶，出射质子能量降为 995 keV，这时 $\Delta E=1000\text{ keV}-995\text{ keV}=5\text{ keV}$。这 5 keV 就是入射质子能量 1000 keV 时，此氟化锂靶的厚度。显然，当入射带电粒子种类不同或入射粒子能量不同，它们在同一块靶内能量损失都是不一样的，因此，靶厚也是不相同的。

带电粒子在靶中的能量损失和靶物质对入射带电粒子的阻止本领$\left(-\frac{dE}{dt}\right)$有关，$\Delta E=$

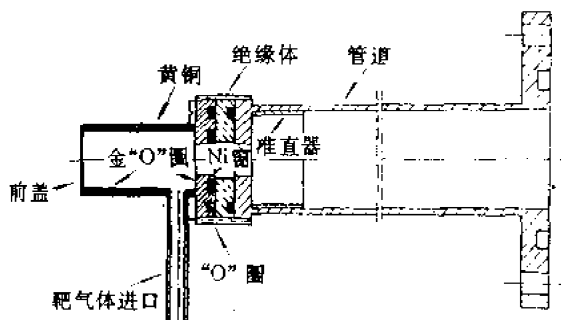


图 13.18 气体靶结构示意图

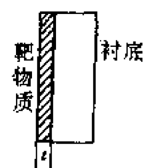


图 13.19 核反应靶结构示意图

$|dE/dt|_{E_s}t$。阻止本领 $-dE/dt$ 和入射带电粒子种类、能量有关。

入射带电粒子在物质中阻止本领为 $-dE/dt=n\epsilon$，根据计算 ε 有

$$\epsilon(E_s)=\frac{0.24\,M}{E_s}Z\left[\ln\frac{E_s}{Z}+\mathrm{a}\right] \tag{13.43}$$

单位是 10^{-15}eV/atom·cm²。式中 M 是入射粒子原子量；Z 是靶物质原子序数；E_s 是入射粒子能量；a 是和靶物质有关的参数。

以上三种靶厚表示方法，可以相互转换。

靶厚度习惯上分为厚靶、薄靶及介于两者之间的中等厚度靶。靶厚度要根据核反应实验具体要求来选择。

(2) *靶物质纯度和化合物靶的化合物形式选择*。影响靶纯度的主要因素是：靶物质的不纯；有些靶物质同时存在几种同位素；有些靶物质只能采用化合物形式，如氟是用氟化锂或氟化钙；还有些靶物质在入射带电粒子轰击下，会产生自生靶，如氘-钛靶，在氘束的轰击下，因钛既能吸附氘也同时能吸附氘，因此使用一段时间后，在氘-钛靶中会含有氘。如果在靶中包含有在入射粒子能量范围内具有高反应产额的"杂质"，核反应实验会受到干扰，甚至无法得到正确的结果。

为了得到高质量的靶，必须选用高纯度物质，甚至需用核纯物质来制靶。同时存在几种同位素的靶物质，最好使用对某核素浓缩物来制成靶。这样既可提高核反应产额，又可避免可能的干扰反应。对于化合物靶，在选用靶物质时，尽量选用能避开干扰反应的化合物。如氟靶，通常选用在很大能区内不产生干扰反应的氟化钙做靶。因为，如选用氟化锂作靶，氟化锂中的锂不仅在入射质子能量为 441 keV 和 1030 keV 处产生干扰的共振 γ 射线，而且当质子能量超过 1900 keV 时，还伴随有 ^{7}Li(p,n)反应的中子。这些都将影响实验结果。

在核反应实验中，由于加速器的加速、输运管道等都得处在真空状态下，因此真空泵中的油将扩散到管道中，靶在高速带电粒子轰击下，使部分油分子附到靶的表面成碳层，这一碳层将产生干扰核反应。因此，适时地经常换用"新鲜"靶或在靶室前增加冷阱冷凝油蒸气，或者整个系统使用无油的真空系统，以保持靶的纯度。

(3) *靶衬底的选择*。在核反应实验中，靶要安装在靶室内如图 13.12 中所示位置。有的靶就成为靶室的一壁。在带电粒子核反应实验中，通常靶都制备得很薄，因此要用靶自身支撑，甚至承受大气压力是很困难的。通常使用的靶都是依附在足够厚的靶衬底上，靶衬底成为靶的重

要组成部分。

靶的衬底也将承受带电粒子轰击，所以必须选择合适的靶衬底，以降低甚至避免靶衬底引起核反应来干扰靶物质的核反应。在带电粒子核反应测量中，不仅要求靶衬底在入射粒子轰击下不产生出射带电粒子的核反应，而且要求靶衬底核的散射截面足够小。因为大量的入射带电粒子是透过靶物质，轰击在靶衬底上。对产生中子或γ射线的核反应实验，要求靶衬底不仅在入射粒子轰击下不产生中子或γ射线，而且在有靶物质产生的中子或γ射线情况下，要求靶衬底对它们的吸收或散射截面小。靶衬底还需承受高速粒子轰击产生的高温，如1 MeV能量的入射粒子束，其束流为20 μA时，在一个很小面积的束点上将产生20瓦(W)的热能，这样大的热能能很快使金属熔解，因此要求靶衬底有良好的热传导性。

靶衬底根据核反应实验需要，选用具有良热传导、低核反应截面的材料，如高原子序数的铜(Cu)、银(Ag)、镍(Ni)、钽(Ta)、钨(W)、钼(Mo)等。适合于低弹性散射测量的靶衬底材料有碳(C)、铝(Al)、铍(Be)等。厚度为微米到毫米数量级。

2. 靶的制备和靶厚度测量

(1) **靶的制备**。核反应实验要求不同，对靶的制备要求也不一样。由于靶物质的物理性质不同，靶的制备方法也不一样。目前提供核反应用的靶的制备方法很多，各有其特点。

对核反应后的出射粒子的行为要求不高，或只要求提供高产额的出射粒子，一般用厚靶。这种靶可以直接用元素材料滚压、高压喷雾等方法来制备。有的甚至可用市售元素材料直接作靶使用。例如，提供高产额、高能量γ射线源的^{19}F(p,$\alpha\gamma$)核反应用的靶，用市售的氟化钙晶体就可以。

有些靶元素是贵重的稀有元素或昂贵而量少的同位素材料，并且这类元素又往往以氧化物状态存在。此时，为了提高收集效率，以及去除氧，这种靶的制备往往采用稀盐酸或硝酸，利用分解电镀方法来制备。这种方法的元素收集率可高达80%～90%。由这种分解电镀方法制备的靶，通常可制成均匀而厚度达几十～几百 $\mu g/cm^2$。

但较多用于核反应的靶，是用真空蒸发方法来制备的；有些氧化物是用高温还原蒸发来制备的。图13.20是用真空蒸发制备装置的示意图。

真空室又称真空蒸镀室，图13.21是制备大面积旋转靶的真空室。它由提供热量的大功率电源和蒸发炉所组成。靶物质盛放在蒸发加热器中。蒸发炉的材料选用熔点高、化学性能稳定、纯度高的石墨、钽、钨、钼、铂等。它们的熔点温度如表13.1所示。常用的蒸发炉材料根据价格、纯度以及加工的难易来选择，常用的有钽、钨、钼。蒸发炉的形状有螺旋式(适用于丝状、片状靶物质)和船式(适用于粉状靶物质)两种。蒸发炉两端加电流发热，使靶物质熔解、蒸发。

表13.1 某些元素的熔点温度

材料	石墨	钽	钨	钼	铂
熔点温度(℃)	3700	2996	3382	2622	1774

辐射加热器是把靶衬底预先加热，以去除靶衬底上的残余气体，增加靶物质和靶衬底之间的内应力，提高靶的牢度。热电偶用以测试靶衬底预加热的温度。转动马达是为了带动靶衬底匀速转动，以达到蒸发在靶衬底上的靶物质均匀。具有转动快门用水冷却的靶厚监察、测试装

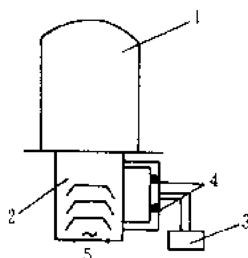


图 13.20　真空蒸发制备装置示意图

1——真空室(制靶工作室)；2——扩散泵；
3——机械泵；　　　4——管路阀门；
5——扩散泵加热电炉。

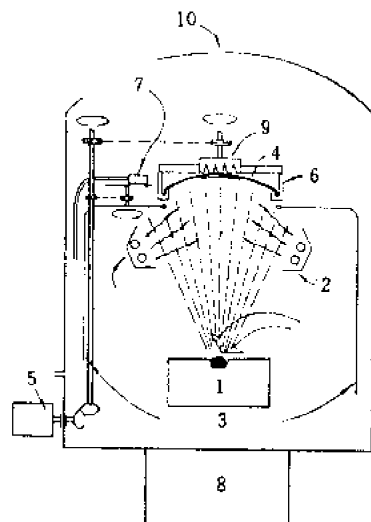


图 13.21　制靶真空室

1——蒸发加热器；2——辐射加热器；3——热电偶；
4——旋转架；5——转动马达；　　6——托架；
7——靶厚监测装置；8——扩散泵；　　9——磁铁吸盘；
10——真空罩。

置中，旋转快门的时间和靶衬底暴露蒸发时间相同。因此，监察器上接受到的靶物质和靶衬底上接受到的靶物质相同，这样可以达到控制靶厚要求。扩散泵是为使室内的真空度保持在 6.7×10^{-3}Pa 以上，真空度太低不仅影响靶的质量，而且蒸发炉容易氧化损坏。

靶衬底严格清洁处理后，放入清洁处理过的真空室内。同时把靶物质放入蒸发炉中，使真空度好于 6.7×10^{-3}Pa，随后靶衬底和蒸发炉加热，待靶物质熔解、蒸发。蒸镀后以适当的温度退火。不宜立即将靶从真空室中取出，以保证靶的牢度。蒸镀好的靶从真空室取出后需妥善存放。最好存放在抽空的干燥器皿内。

(2) *靶的厚度测量*。靶的厚薄对核反应的粒子产额、粒子的能谱等影响很大，因此在核反应实验前必须精确测量靶的厚度。靶厚的测量方法视靶厚不同而不同，测量方法主要有四种：

① 称重法。这种方法最简便，只要称量靶衬底在蒸镀前后重量 W_1 和 W_2，以及测量靶面积 S，就可计算出靶的精确厚度

$$(W_2 - W_1)/S \tag{13.44}$$

这种方法只适用于较厚的靶。测量的精度决定于称量的天平。

② 核共振法。薄靶($E_b\leqslant\Gamma$)的激发曲线共振峰面积 $A(E_b\leqslant\Gamma)$和厚靶($E_b\leqslant\Gamma$)共振峰最高产额 Y_{max}之间有如下关系(参看第一节之三)

$$E_bY_{max}(E_b \gg \Gamma) = A(E_b \leqslant \Gamma)$$

所以

$$E_b = A(E_b \leqslant \Gamma)/Y_{max}(E_b \gg \Gamma)$$

E_b 即为待测薄靶在入射粒子能量为 E_a 时通过靶所损失的能量，即以能量为单位的靶厚。

以上两种测量靶厚的方法，都是在蒸镀以后，移至真空室外进行测量的。如要改变和控制靶厚都比较困难。

③ 光学方法。用光学方法测量靶厚度的基本原理是光的薄膜干涉。当光线通过蒸镀有靶物质的玻璃基片时，由于厚度的变化，将引起光的强度的变化，如图 13.23 所示。这里 n_1、n_2、n_3

分别是空气、靶物质、玻璃基片对光的折射率。并有 $n_1<n_2<n_3$。当有一束波长为λ的光线垂直投射到蒸镀有靶物质的玻璃基片上时，有几种情况发生：一部分光线 I_1 直接透射过靶物质和玻璃基片；另一部分光线 直接在靶物质表面反射，不进入靶物质和玻璃片；还有一部分光线通过靶物质，而在玻璃基片表面反射到靶物质内。在这种被反射回来的光线中，又有部分光线通过靶物质返回空气中(方向和入射光方向相反)；另有一部分光线 I_2 仍被靶物质内表面反射到靶物质，并透过玻璃基片。在这种情况下 I_2 比 I_1 多走了两倍靶物质厚度 t。又由于 I_2 在从玻璃表面层反射回靶层时，因 $n_3>n_2$，所以有 π 位相差。因此，光线 I_2 要损失$\frac{1}{2}\lambda_{n_2}$($\lambda_{n_2}=\lambda/n_2$，$\lambda_{n_2}$为光在靶物质中的波长)。这样根据光的薄膜干涉原理，光线 I_1 和 I_2 将相互干涉。在

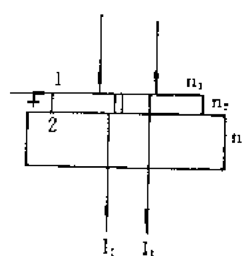


图 13.22　光的薄膜干涉原理图

$$2tn_2=\left(m+\frac{1}{2}\right)\lambda \qquad m=0,1,2,\cdots$$

即

$$tn_2=(2m+1)\frac{\lambda}{4} \qquad m=0,1,2,\cdots \tag{13.45}$$

处光线亮度加强。而在

$$2tn_2=m\lambda \qquad m=0,1,2,\cdots$$

即

$$tn_2=\frac{1}{2}m\lambda \qquad m=0,1,2,\cdots \tag{13.46}$$

处光线亮度减弱。其中 tn_2 就是光线在靶层中的光程，t 是靶物质的厚度。

根据(13.45)、(13.46)式透射光强度有

tn_2(光程差)	$\frac{1}{4}\lambda$	$\frac{1}{2}\lambda$	$\frac{3}{4}\lambda$	λ	…
透射光强度	极大	极小	极大	极小	…

从光的强弱变化次数和所选用的滤色片的波长就可以测量靶的厚度。由于这种光干涉测量可以在蒸镀过程中测量，所以能动态地控制靶的蒸镀厚度。例如，实验如需 75 nm 厚度的 LiF 靶，因 LiF 的折射率 $n_2=1.3$，所以光程 $tn_2=1.3\times75=97.5$ nm。这样选用波长 $\lambda=398$ nm 的滤色片放在测光探测器前(通常测光器是光电倍增管)。这样当光探测器有第一个极大值输出时($m=0$)，相当于 $n_2t=\frac{\lambda}{4}=\frac{389}{4}=97.5$ nm，即为 LiF 靶的厚度，$t=\frac{97.5}{1.3}=75$ nm。

④ 背散射(Rutherford Backscattering)方法。这种方法是 60 年代后期发展起来的，它作为一种痕量元素分析的技术，同样适用于靶厚的测量。这种方法可以测量几十埃到几万埃厚的靶。用这种方法测量靶厚的相对精度可好于 1%。

⑤ 石英晶体振荡测量厚法。这是一种动态的测厚方法。测厚范围可从 0.1 nm 到 999.9 μm，分辨率可达 0.1 nm。它的基本原理是有物质在晶体表面有沉积时，石英晶体的固有振荡频率将一定的规律下降。这种频率的下降规律和沉积在石英晶体表面上的材料厚度有关，利用

这关系可计算出薄膜的厚度。这关系式为

$$t = (D_1/D_2)(N \cdot T_2 \cdot Z_2/\pi \cdot Z_1)\mathrm{tg}^{-1}(Z_1/Z_2)\mathrm{tg}\pi \cdot (1 - T_1/T_2) \tag{13.47}$$

其中 t 与待测的沉积在石英晶体表面的薄膜厚度(cm);D_1、D_2 分别为石英晶体和沉积薄膜材料的密度($\mathrm{g \cdot cm^{-3}}$);Z_1、Z_2 分别为石英晶体和沉积材料的声阻抗($\mathrm{g \cdot cm^{-2} \cdot S^{-1}}$);$N$ 为石英切变模式中 AT 切割石英晶体振荡频率常数($\mathrm{H_z \cdot cm}$);T_1、T_2 分别为空载和有载石英晶体振荡周期($\mathrm{H_z^{-1}}$)。

第三节　快中子反应截面测量

带电粒子通过与靶物质的核外电子相互作用损失其能量。随着入射粒子在靶中深度的增加,入射粒子能量逐渐降低。中子不带电,它通过样品时(在讨论中子和物质相互作用时,把作用物质称为“样品”,而不是像带电粒子核反应中那样称“靶”,以免和产生中子的氘靶、氚靶等相混淆),与核外电子不发生相互作用,中子在样品的不同深度能量保持不变。所以,在不同深度由中子引起的核反应截面是一样的。另外中子在进入样品核时,不存在库仑位垒。因此,对放能反应,中子能量很低时就能产生核反应。这些是中子核反应截面测量与带电粒子核反应截面测量的重要差别。

中子和原子核相互作用的反应截面有:全截面 σ_t、俘获截面 σ_γ、裂变截面 σ_f、弹性散射截面(包括复合核的弹性散射和核的势散射)σ_n 和非弹性散射截面 $\sigma_{n'}$,生成带电粒子的反应截面 σ_z 等。所有的中子反应截面都 是入射中子能量的函数。不少中子反应截面测量和带电粒子反应截面测量原理相似。这一节仅就中子的全截面、弹性散射和非弹性散射截面以及俘获截面、裂变截面的测量方法作一些介绍。

一、中子全截面测量

1. 测量原理

中子通量为 ϕ_0 的单能中子束,垂直射到厚度为 t 的样品上,如图 13.23 所示。中子通过样品时,因和核相互作用,中子通量密度将会减弱。

设在样品 x 处,中子通量密度为 $\phi(x)$,经过 $\mathrm{d}x$ 后,中子通量密度变为 $\phi(x)+\mathrm{d}\phi$,其中 $\mathrm{d}\phi<0$,它就是中子通量密度为 $\phi(x)$ 在 $\mathrm{d}x$ 范围内产生的核反应数,也就是 $\phi(x)$ 通过 $\mathrm{d}x$ 样品后,通量密度的减少数。这样有

$$-\mathrm{d}\phi = \phi(x)\sigma_t n \mathrm{d}x \tag{13.48}$$

式中,n 是单位体积内样品核数;σ_t 是中子与样品相互作用的核反应全截面,即中子在样品中和原子核相互作用的概率的总和。这些相互作用,可以是核的俘获、核的裂变、核的吸收以及核的弹性散射和非弹性散射等,显然,全截面为

$$\sigma_t = \sigma_\gamma + \sigma_n + \sigma_{n'} + \sigma_f + \sigma_{2n} + \cdots$$

中子通过样品的不同深度,通量要相应减弱,但中子的能量是不变的。所以,中子在样品不同深度处核反应截面保持不变。于是,对(13.48)式从 $x=0$ 到 $x=t$ 积分,利用 $x=0$ 时,$\phi(0)=\phi_0$ 的条件,得到中子通过样品厚度 t 后,中子能量密度为

$$-\int_{\phi_0}^{\phi(t)} \frac{\mathrm{d}\phi}{\phi} = \int_0^t \sigma_t n \mathrm{d}x$$

$$\phi(t) = \phi_0 e^{-n\sigma_t t} \tag{13.49}$$

(13.49)式是大家所熟悉的，通量密度随着样品厚度 t 按指数衰减的曲线。在很大能量范围内，中子通量密度随着厚度增加满足这种指数衰减的关系。由图 13.24 可见，直到中子能量高达 92 MeV 仍满足这种关系。

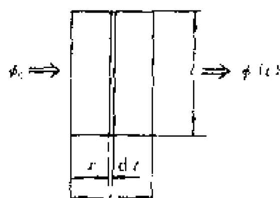


图 13.23　中子通量密度衰减几何图

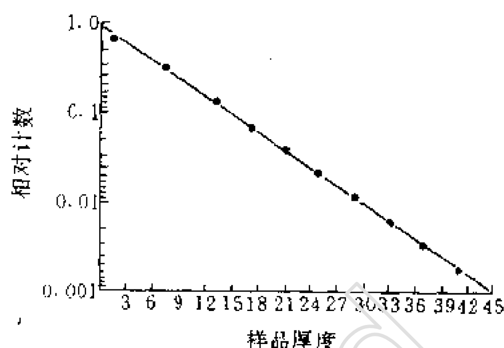


图 13.24　中子通量密度随样品厚度增加的衰减曲线
(E_n = 92 MeV)

由(13.49)式定义

$$T \equiv \frac{\phi(t)}{\phi_0} = e^{-n\sigma_t t} \tag{13.50}$$

称 T 为样品的透射率。它仍满足随样品厚度 t 的指数衰减关系。

从(13.50)式取对数可以得到样品的全截面为

$$\sigma_t = \frac{1}{nt} \ln \frac{1}{T} \tag{13.51}$$

这里，n 是样品的单位体积内的原子核数，t 是样品的厚度，这样 nt 即为单位面积上样品的原子核数。对于确定了的样品这些量是一个常数，而且和入射中子无关。所以，由(13.51)式可以看出，样品的全截面 σ 只和样品的透射率 T 有关。

根据透射率的定义有：

$$T \equiv \frac{\phi(t)}{\phi_0}$$

即透射率是有样品时的中子通量密度 $\phi(t)$ 和移去样品时中子通量密度 ϕ_0 之比。通过 T 的测量可得到样品的中子全截面 σ_t。

因为中子通过样品时，只减弱通量密度而不改变它的能量，所以对用同一中子探测器分别测量 $\phi(t)$ 和 ϕ_0，它们有相同的探测效率，即 $\varepsilon(t) = \varepsilon_0$。这样，根据(13.51)式有

$$T \equiv \frac{\phi(t)}{\phi_0} = \frac{N(t)\varepsilon_0}{N_0 \varepsilon(t)} = \frac{N(t)}{N_0}$$

这样全截面的测量，就简单地归结为求对探测器有样品时和移去样品时的中子计数率之比，无需对中子探测器进行麻烦而不准的绝对效率校刻。所以，中子全截面测量既简单且精度很高(0.1%)，它是所有中子反应截面测量中精度最高的。

2. 实验装置和测量方法

(1) 实验装置　根据(13.51)式,中子全截面 σ_t 测量装置基本上有三部分组成:中子源、样品、以及相应的中子探测器。它们的相对位置如图 13.25 所示。

① 中子源　中子源通常由各类加速器核反应来提供。由于反应截面是入射中子能量的函数,因此要求中子能量分散性要小,且又能在待测的中子能量范围内,能量可连续改变。利用带电粒子的 $^7Li(p,n)$、$^3H(p,n)$、$^1H(t,n)$、$^2H(d,n)$、$^3H(d,n)$ 等核反应,可提供能量从几千电子伏到几十兆电子伏连续可变的单色中子源。

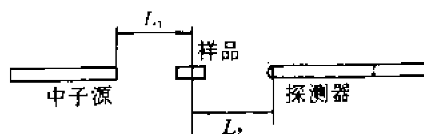


图 13.25　测量中子全截面 σ_t 的实验装置示意图

② 样品　在全截面 σ_t 的测量中,必须精确地测定样品的成份、样品大小和正确地在实验装置中位置,以保证有可靠的实验结果。

样品的元素必须很纯或有精确的元素组成成分数据。特别在待测的中子能量区间,样品中含有强的共振反应杂质时,将对全截面值的测量引进很大的误差。有些样品元素只存在于化合物中、有的是气体或液体、有的在空气中极易受潮、氧化。这些都必须在样品的制备、测量中分别对待。

对在空气中易受潮、氧化的元素,则必须将这些元素制成样品后包以外壳和空气隔绝。在测量时,用空的相同的外壳测量它的反应全截面值,在样品与外壳混合的全截面值中扣除。对于一些气体或液体元素,通常是用它们的化合物。例如测量气体氧和氢的全截面值时,经常是用氧化铍和聚乙烯[$(CH_2)_n$]作样品。只要分别测量在单位平方厘米上具有相同原子核数的铍或碳样品的全截面值,随后从氧化铍和聚乙烯样品全截面值中扣除它们的全截面值,这样就能分别得到氧和氢的全截面数据。对于粉状元素,必须压制成型或盛放在确定的容器内压紧,以免由于不均匀性对测量结果造成误差。

由(13.51)式确定的样品的全截面,是基于中子在样品内与核相互作用一次后,必须离开它初始的运动方向,不再进入探测器。中子与样品核发生俘获反应、或其它吸收反应时,这些中子就不再存在。中子与样品核产生弹性或非弹性散射,有部分被散射后的中子仍保持初始中子运动方向,或偏离初始方向很少,或经过二次或二次以上的散射又回到原始方向无法区别原始中子还是散射中子。因此,必将对全截面值的测量结果中引进误差。这种散射中子的贡献和样品的大小,样品在测量装置中位置有关。

对于样品的大小,仅从散射的因素来考虑,希望样品小而薄,这样可以降低散射贡献。但从中子探测器计数统计性来考虑,由(13.51)式可以得到全截面值的相对误差有:

$$\Delta\sigma_t = -\frac{1}{nt}\frac{\Delta T}{T}$$

则

$$\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t} = \frac{1}{\ln T}\cdot\frac{\Delta T}{T}$$

其中

$$\frac{\Delta T}{T} = \left[\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_0}{N_0}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

所以

$$\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t}=\frac{1}{\ln T}\left(\frac{1+T}{TN_0}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{13.52}$$

由(13.52)式透射率 T 对全截面值相对误差 $\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t}$ 作图，可得到图13.26所示的曲线。从此图曲线可明显地看出，要降低全截面值的测量相对误差，需选择厚的样品，即透射率要小。这正好和降低散射贡献是矛盾的。因此，在实际测量中，为了兼顾这二方面的因素，通常使用的透射率 T 取0.5~0.7为宜。

③ 测量全截面的中子探测器　在全截面测量中，除了待测中子外，还存在大量的、低能的散射中子(包括大厅、样品本身的非弹性散射)；以及由于样品非弹性散射所引起的 γ 射线。并且，为了降低单次弹性散射的贡献，实验中使用小的样品直径、拉长源和探测器之间的距离。所以要求对全截面测量用的中子探测器是：在待测能量区间有高的探测效率、对低能中子和 γ 射线有好的甄别能力。

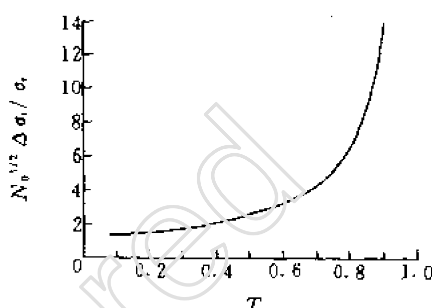


图13.26　T 与 $\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t}$ 的关系曲线

对不同能区，中子探测器的效率不一样。所以，采用的中子探测器有所不同。

在小于50 keV的低能区，BF_3 正比管有较高的探测效率。在50 keV~3 MeV能量区间，使用对 γ 不灵敏，而对低能中子又有甄别作用的含氢或含甲烷气体的正比管，有较高的探测效率。对3 MeV以上的中子，现在更多使用有机闪烁计数器。

(2) 实验方法。实验测量中，必须严格保证源、样品、探测器在同一轴心线上。样品阴影正好能遮住探测器的前端面，不使探测器直接暴露于中子束流上，这是实验成败的关键。但如样品阴影远大于探测器的前端面，这将增加由样品所引起的更多散射中子进入探测器。以图13.27中(c)的条件为最适宜。这种实验条件有时称"好几何条件"。为了防止中子在样品托架上散射进入探测器，通常样品用细丝悬挂。

为了确定从大厅墙壁、地板，大厅内杂物上的散射后进入探测器的本底中子数，通常用合适长度的吸收体，放在源和探测器之间，挡去全部直接来自中子源的中子。此时探测器接受到的中子计数即为本底计数。对于不同的能区，所用的吸收体不一样，以最有效地挡住直接来自中子源的中子为宜。这种吸收体有聚乙烯(低能)、铁、铜(能量大于5 MeV时)等。在实验中，由于入射中子能量的改变，各种散射本底计数不是常数。所以本底计数需要逐个能量点进行测量。

在进行全截面测量时，首先移去样品，记录探测器的计数 N_0。然后放入样品记录探测器计数 N。最后放入吸收体，记录探测器的本底计数 N_b。此时测得透射率

$$T=\frac{N-N_b}{N_0-N_b}$$

逐点改变入射中子的能量，测量不同能量时的透射率。得到全截面值随入射中子能量的变化曲线。图13.28为碳在中子能量从1.0 MeV到2.5 MeV全截面曲线。



图 13.27　测量全截面的实验安排示意图

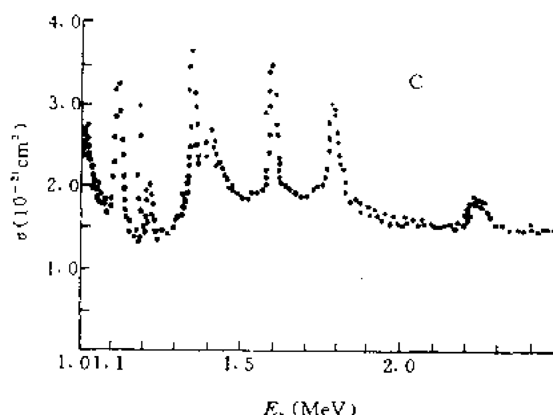


图 13.28　能量 1.0～2.5 MeV 能区内碳的中子全截面

50 年代以来，利用中子飞行时间技术，配以有机闪烁探测器，测量快中子能谱和全截面显示出很多的优点：能量分辨率高（～10^{-4}）；有良好的 n-γ 甄别性能，特别由强流电子直线加速器提供的从低能到高能（几十千电子伏到几十兆电子伏）中子，即称谓白光中子源，不仅可以一次测量即可得到很宽能区内的全截面数据（可在几十千电子伏到几十兆电子伏内测几万个能点的全截面数据），而且提供的是高通量的中子源，这样探测器可离中子源、样品几十米，甚至一、二百米，因此可以大大降低散射的影响，提高测量的准确度，可以大大地缩短测量的时间。图 13.29 是利用电子直线加速器提供强中子源，配以中子飞行时间技术，一次测量的 1.4～20 MeV 中子能区内的 ^{12}C 的全截面图。其中黑点就是各能量点的全截面数据。

二、中子散射截面测量

中子和原子核相互作用，可直接被原子核散射（势散射），也可能被原子核吸收后形成复合核，然后由复合核再发射中子（复合核散射）。这些中子的能量或者与初始中子能量相同；或者初始中子的部分能量转移给了剩余核，出射中子能量低于初始中子能量。凡是一个中子和原子核相互作用后，仍有一个中子被发散出来的核反应，称中子散射反应。这些中子称散射中子。

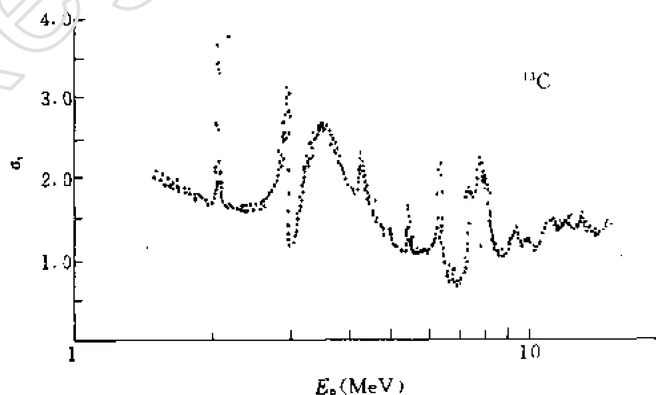


图 13.29　1.4～20 MeV 中子能区内的 ^{12}C 的全截面曲线

在散射反应中，若在质心坐标系内反应前和反应后总的动能不守恒，则这种散射反应称非弹性散射反应；若反应前和反应后在质心坐标内总动能守恒，则这种散射反应称弹性散射。虽然弹性散射反应在质心系总动能守恒，但原子核在入射中子和出射中子作用下，必然获得能量，因此在实验室坐标系内，出射中子

能量将随中子出射角而变化。

$$E_n(\theta)=\frac{E_n}{(1+A)^2}\left[\cos\theta\pm\sqrt{A^2-\sin^2\theta}\right]^2 \tag{13.53}$$

其中，E_n 是入射中子能量；A 是样品原子核质量；θ 是散射中子和入射中子束方向之间的夹角。同样由于运动学的原因，散射中子在质心坐标系内各向同性或对入射中子方向 90°对称。但在实验室坐标系内，这些散射中子分布都是前倾的。因此，测量中子和原子核相互作用的散射截面，不象测量中子全截面那样简单。必须测量 4π 方向的散射中子，即微分测量方法，然后再积分来获得总的散射截面。

对于中子微分散射截面的测量，在核物理研究中具有重要的意义。实验的结果可以和理论计算结果加以比较，来验证各种理论解释的正确性。

1. 微分散射截面测量的原理

中子和原子核相互作用的微分散射截面的测量原理，和带电粒子核反应的微分截面测量原理相同。反应截面是入射中子能量和散射角的函数。测量的方法有两种：对于轻核薄样品，从测量反冲核的角分布来得到散射中子的角分布；为了提高散射中子的产额，通常用的样品是厚样品，只能从测量散射中子来得到样品的散射截面。反冲核法是无法进行的。

根据微分截面的定义，由图 13.30，微分截面为

$$\sigma(E_n,\theta)=\frac{\phi(E_n,\theta)/\Omega_2}{\phi_{\Omega 1}\Omega_1 nt} \tag{13.54}$$

式中，$\phi(E_n,\theta)$是单位时间、在 θ 方向发射到探测器上的散射中子数；Ω_2 是探测器对样品所张的立体角，所以 ϕ/Ω_2 是在 θ 方向单位立体角内的散射中子数；$\phi_{\Omega 1}$是中子源发射的单位时间、单位立体角中的中子数；Ω_1 是样品对中子源所张的立体角。所以 $\phi_{\Omega 1}\Omega_1$ 是单位时间射到样品上的总的中子数；θ 是散射中子和相对于入射中子束方向之间的夹角；n，t 分别是样品在单位体积内原子核数和样品的厚度，nt 即为单位面积上样品的核子数。

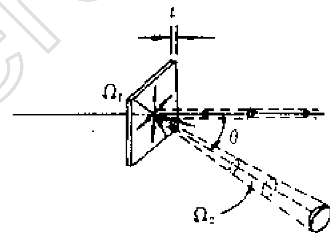


图 13.30 微分散射截面测量装置示意图

当探测器与样品的距离 $R\gg D$（样品直径）时，探测器对样品所张立体角为

$$\Omega_2=\frac{A_2}{R^2} \tag{13.55}$$

A_2 是探测器对样品所张的有效面积。而从源射到样品上的通量 ϕ_1（单位时间、单位面积上的中子数）是

$$\phi_1=\frac{\phi_{\Omega 1}\Omega_1}{A_1} \tag{13.56}$$

A_1 是样品对中子束所张的面积。同样由样品向 θ 角方向散射，而射到探测器上的通量 ϕ_2 是

$$\phi_2=\frac{\phi(E_n,\theta)}{A_2} \tag{13.57}$$

将(13.55)，(13.56)，(13.57)式代入(13.54)式得到在 θ 方向的微分截面为

$$\sigma(E_n,\theta)=\frac{\phi_2 A_2 R^2}{\phi_1 A_1 A_2 nt}=\frac{\phi_2 R^2}{\phi_1 A_1 nt}$$

其中，$A_1 nt=N_t$，即样品的总原子核数，所以有

$$\sigma(E_n,\theta)=\frac{\phi_2}{\phi_1}\frac{R^2}{N_t} \tag{13.58}$$

因此，微分截面测量归结为：由源照射到样品上的中子通量 ϕ_1，和在 θ 角方向散射到探测器上中子通量密度 ϕ_2 的测量。但是对弹性散射截面测量，由于散射中子能量是散射角的函数，与入射中子能量并不相同，而中子探测器效率又是中子能量的函数，所以，中子探测器的计数是

$$N=\phi\epsilon(E) \tag{13.59}$$

探测器绝对效率 $\epsilon(E)$ 的刻度，精度较差，这是影响提高散射截面测量精度的主要方面。其次，在微分截面测量中，θ 为 0°和 180°方向分别是初始中子束方向和带电粒子输运管道位置。在这两个角度附近都不能用实验测量。只能依靠实验曲线外推或理论估算，这也将对散射截面测量引进误差。（最近利用特殊的探测装置对于小角散射截面测量已有开展）。再有入射中子和核相互作用后的散射中子是向 4π 方向发射的，随着 R 的增加，中子探测器的计数很快减少。这里 R 是样品和探测器之间的距离。

在测量了微分截面后，在 4π 范围内积分，得总的散射截面。总的弹性散射截面和非弹性散射截面分别是

$$\sigma_n=\int_\Omega\sigma(\theta)\mathrm{d}\Omega=2\pi\int_0^\pi\sigma(\theta)\sin\theta\mathrm{d}\theta=2\pi\int_{-1}^{+1}\sigma(\theta)\mathrm{d}(\cos\theta) \tag{13.60}$$

$$\sigma_{n'}=\int_\Omega\sigma_{n'}(\theta)\mathrm{d}\Omega=2\pi\int_0^\pi\sigma_{n'}(\theta)\sin\theta\mathrm{d}\theta=2\pi\int_{-1}^{+1}\sigma_{n'}(\theta)\mathrm{d}(\cos\theta) \tag{13.61}$$

式中 $\sigma_{n'}(\theta)$ 是向 θ 方向非弹性散射的微分截面。

2. 实验装置和测量方法

微分散射截面测量装置，根据使用的散射样品形状不同，如环形、空心、实心圆柱形或平板形等，实验装置有所不同，测量方法也有所差异。由于氢元素在 10eV～几十 MeV 能区内，没有明显的共振反应，且有精度较高的实验截面数据，所以以氢元素为标准截面，由相对测量得出待测元素的散射截面，是散射截面测量中的主要方法。

（1）圆柱形样品散射实验装置。图 13.31 是圆柱形散射样品微分散射实验测量装置示意图。探测器可绕样品轴水平旋转，来改变散射角 θ。中子源和探测器之间有影锥吸收体以挡住中子源发射的中子直接进入探测器。这影锥吸收体位置随散射角 θ 的改变作相应的改变。探测器整体是安置在屏蔽体内，这样可以降低杂散本底中子计数。样品通常以细丝悬挂在距中子源十厘米到几十厘米处。入射中子能量的改变，微分散射截面分布是不一样的。因此，散射截面的测量必须随入射中子能量改变逐点的测量。

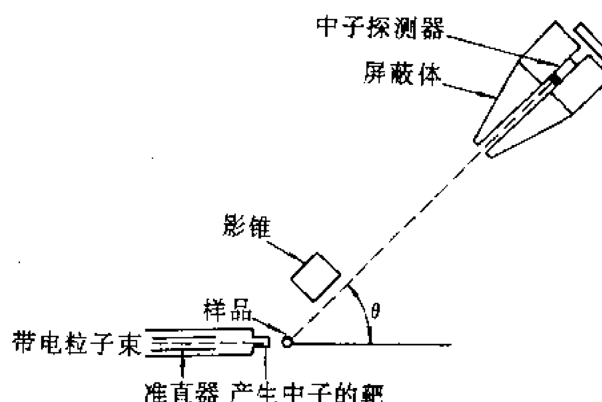


图 13.31 圆柱形样品散射截面测量装置示意图

微分截面是

$$\sigma(E_n,\theta)=\frac{\phi_1}{\phi_0}\frac{R^2}{N_t} \qquad (13.62)$$

这里 R 是样品和探测器之间的距离。根据上式，测出样品处的中子通量 ϕ_0 和在 θ 方向的散射中子通量密度 ϕ_1 就可测得微分截面。通常探测器的灵敏横截面大于样品横截面，因此在样品处，样品对中子源和探测器对中子源所张立体角不同。这样，出射粒子角分布的影响，以及中子能量随出射角变化都将影响初始中子通量 ϕ_0 的误差。所以，在测通量 ϕ_0 时，把探测器安置在中子源和样品旋转轴的连线延长线上，如图 13.32 中 l_1+l_2 处。尽量使在该处探测器对中子源所张立体角和样品在 l_1 处对中子源所张立体角相同。探测器在 l_1+l_2 处的中子计数 N_0' 和在样品 l_1 处的中子计数 N_0，有如下关系

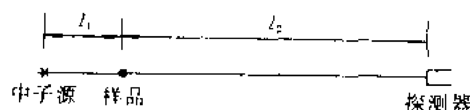


图 13.32 ϕ_0 测量原理图

$$N_0=\frac{N_0'(l_1+l_2)^2}{l_1^{\,2}}$$

这样在样品处，入射中子通量密度是

$$\phi_0=\frac{N_0}{\varepsilon_0 A}=\frac{N_0'(l_1+l_2)^2}{\varepsilon_0 A l_1^{\,2}}$$

这里，A 和 ε_0 分别是中子探测器横截面和探测器对能量为 E_n 的入射中子的探测效率。在 θ 方向的散射中子通量密度为

$$\phi_1=\frac{N_1}{\varepsilon_1 A}$$

这里 N_1 和 ε_1 分别是探测器在 θ 方向接受到的散射中子计数和能量为 E_n' 的散射中子探测效率。这样，微分截面(13.62)式可改为

$$\sigma(E_n,\theta)=\frac{N_1\varepsilon_0}{N_0'\varepsilon_1 N_t}\left(\frac{l_1R}{l_1+l_2}\right)^2 \qquad (13.63)$$

这种圆柱形散射实验装置，在微分散射截面测量中被广泛地应用，而且是测量绝对散射截面。样品制备简单，改变散射角 θ 简便，且中子射到样品的角度不变，因此入射中子能量可以保持不变。圆柱形样品用量少，因此特别适合于对贵重、稀有元素或微量同位素散射截面的测量。但是，由于这种圆柱形样品体积小，散射中子产额也较低。这是圆柱形样品实验装置的主要缺点。

样品的尺寸大小，受多次散射和初始中子通量在样品中衰减的限制，通常样品厚度取 3～9 cm；样品直径取待测中子能量在样品中平均自由程的一半，约 2～5 cm。

由于样品有一定的厚度，入射中子在样品中被核的吸收、散射，使中子通量密度在样品不同深度处有下降，应作修正。

由于散射中子产额低，所以要求中子探测器有较高的探测效率。另外在实验大厅内，存在大量杂散本底中子和 γ 射线，因此要求探测器对这些杂散中子或 γ 射线不灵敏。

50 年代以来发展起来的有机闪烁探测器和飞行时间技术，现在几乎所有散射实验都已采用。并且，这种探测器具有较高的能量分辨率。因此，在测量弹性散射同时，还可进行非弹性散射的测量。探测器的探测效率可以用计算或实验来标定。图 13.33 是中子飞行 3 米，中子能量为 2.76 MeV，θ 为 120°时，Fe 的弹性散射时间谱。其中，1，2 分别是 Fe 的第一、二激发态。图

13.34 是 Fe 在 $E_n=2.76$ MeV 时，在质心坐标系内的微分截面的实验和理论曲线比较图。所用样品是外径 2.5 cm，内径 0.95 cm，高 5 cm 空心的圆柱体 Fe。

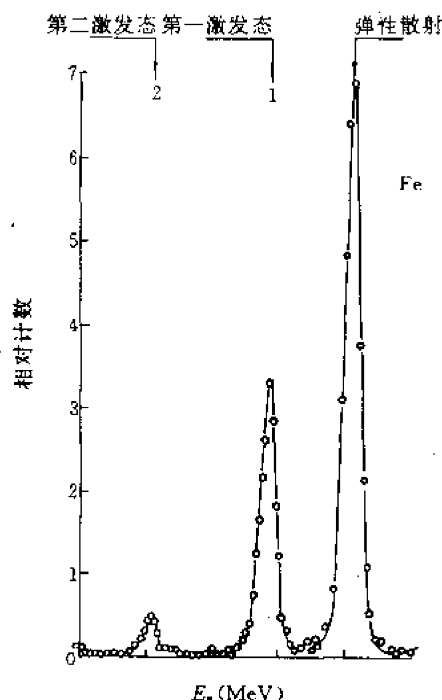


图 13.33　中子在 Fe 上的弹性散射时间谱

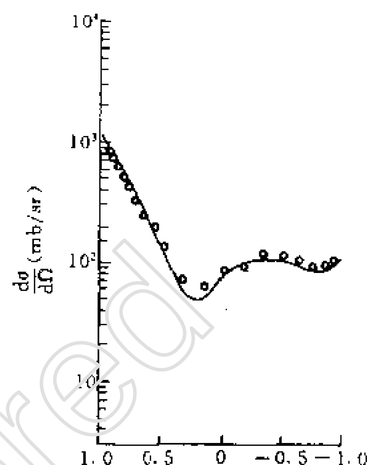


图 13.34　在质心系内的微分截面
——理论计算曲线；○实验点。

(2) 比较法测量微分散射截面。在中子能量 10 eV 到几十 MeV 之间，氢元素的散射截面曲线是光滑的，且有较高的测量精度，因此大量的散射截面测量不是通过测量散射中子绝对通量来进行，而是通过待测样品和对已知的氢的散射截面数据相对比较进行的。

这种测量装置如前所述，见图 13.32。实验时，分别用待测样品和含氢样品（通常用聚乙烯）二种样品。如需测样品在 θ 方向的散射截面，这时由(13.53)式可知样品散射中子能量为

$$E_n(\theta)=\frac{E_n}{(1+A)^2}(\cos\theta\pm\sqrt{A^2-\sin^2\theta})^2$$

其中 A 是样品的原子量，此时，散射截面为

$$\sigma(E_n,\theta)=\frac{N_1(\theta}{N_{0t}(A)}\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}\left(\frac{Rl_1}{l_1+l_2}\right)^2K$$

随后以聚乙烯样品代替待测样品，选取 φ 角方向，使由聚乙烯在 φ 角方向散射的中子能量和待测样品在 θ 角散射的中子能量相等。即

$$\frac{E_n}{(1+A)^2}(\cos\varphi\pm\sqrt{1-\sin^2\varphi})^2$$
$$=\frac{E_n}{(1+A)^2}(\cos\theta\pm\sqrt{A^2-\sin^2\theta})^2$$

取 φ 为

$$\varphi=\cos^{-1}\left[\frac{1}{(1+A)}(\cos\theta\pm\sqrt{A^2-\sin^2\theta})\right]$$

这样氢在 φ 方向的散射截面是

$$\sigma_H(E_n,\varphi)=\frac{N(\varphi)}{N_0N_t(H)}\frac{\varepsilon_0'}{\varepsilon_1'}\left(\frac{Rl_1}{l_1+l_2}\right)^2K$$

由于入射中子能量相同，散射中子能量也相同，所以 $\varepsilon_0'=\varepsilon_0$、$\varepsilon_1'=\varepsilon_1$，这样，待测样品在 θ 角方向的散射截面为

$$\sigma(E_n,\theta)=\frac{N(\theta)}{N(\varphi)}\frac{N_t(H)}{N_t(A)}\sigma_H(E_n,\varphi) \tag{13.64}$$

其中，$N(\theta)$是待测样品在 θ 角方向的中子计数；$N(\varphi)$是氢样品在 φ 角方方向的中子计数；$N_t(H)$、$N_t(A)$分别是氢样品和待测样品的总原子核数；$\sigma_H(E_n,\varphi)$是氢的散射截面，有较精确的数据。这种相对测量方法避开了探测器效率测量，代之以精度高的 $\sigma_H(E_n,\varphi)$，从而提高了待测样品的散射截面的测量精度。

三、中子俘获截面测量

中子俘获截面 σ_γ 是重要的核参数。对了解核反应机制、研究原子核在高激发态的运动规律是很重要的。在反应堆设计、屏蔽材料的计算中都需要中子俘获截面的数据。但是，有的核素中子俘获截面较小（mb 数量级），实验难度大。在中子照射下，直接通过测量样品俘获中子后瞬发辐射的高能 γ 射线，来得到中子的俘获截面，只是在大体积、高效率和高分辨率的闪烁计数器和 Ge(Li) 探测器配以飞行时间技术后，才得以实现和发展。

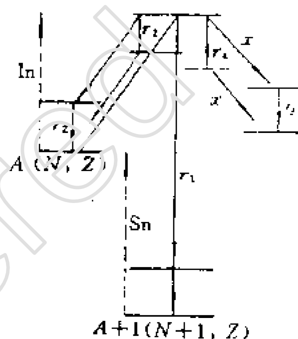


图 13.35　快中子与核作用时产生 γ 射线的机制

1. 测量原理

样品在中子的辐照下，核俘获中子后形成的复合核处于很高的激发态。它可以通过直接发射高能 γ 射线回到基态，或放出 γ 射线退激到较低激发态再退激到基态，如图 13.35 中的 γ_1。复合核也可以放出带电粒子，随后再发射 γ 射线退激到基态，如图 13.35 中的 γ_2。这里复合核的激发态能量为

$$E=s_n+E_n^{(c)}$$

其中，s_n 是中子在复合核内的结合能，$E_n^{(c)}$是入射中子在质心系内的动能。

处于很高激发态的复合核，以小于 10^{-14} s 时间放出 γ_1 射线退激。实验要测量的是这种高能瞬发的 γ 射线。但是，样品在中子辐照下，将同时产生非弹性散射的 γ 射线，以及高激发态的复合核发射带电粒子后所产生的其它 γ 射线。因此，在快中子照射下，样品将产生很复杂的 γ 射线谱。

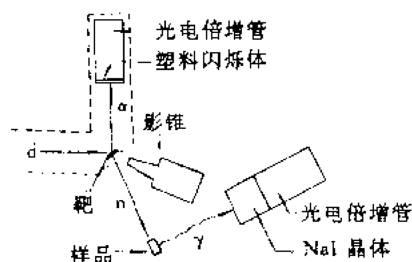


图 13.36　中子俘获截面测量装置示意图

另外，中子是由带电粒子核反应提供的，带电粒子在输运过程中，轰击输运管道任意部位都可能产生 γ 射线。

再有，测量高能 γ 射线的探测器 NaI(Tl)、Ge(Li) 对中子也是很灵敏的。当中子能量大于 1 MeV 时，^{127}I 的九个低能级以及 ^{23}Na 的非弹性散射的

高能 γ 射线都能出现。

在这样复杂的 γ 场内，测量高能、低截面的 γ_1 射线，在实验装置和测量方法上都需要作特殊的安排。

2. 实验装置和测量方法

类似中子散射截面的测量，实验样品可制成环形、圆柱形。这样，实验装置也有两种。由于环形样品实验装置的探测器是裸体的，在复杂的 γ 场内测量高能 γ 射线误差较大，本底扣除较困难，所以应用不多。

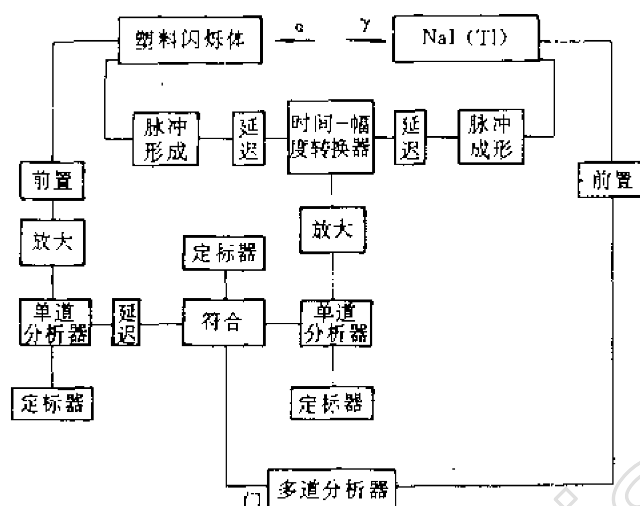


图 13.37 (n,γ)测量仪器示意图

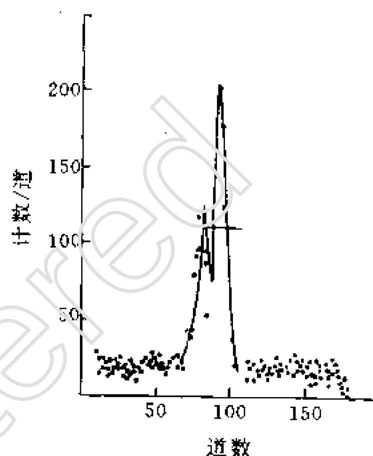


图 13.38 ^{12}C 中子俘获后发射的 γ 谱

圆柱形样品实验装置如图 13.36 所示。由慢化、吸收中子的聚乙烯、^6LiH 和吸收 γ 射线的 Pb 块作为探测器的屏蔽体。这样，不仅可以降低杂散中子和 γ 射线，而且在探测器前的准直孔内放置 ^6LiH 粉，可以降低样品上的散射中子进入探测器。

γ 射线在空气中的速度接近光速 c，而中子飞行速度为

$$t(\text{ns}) = \frac{72.32(\text{m})}{\sqrt{E_n(\text{MeV})}} \tag{13.65}$$

两者相差很大。因此利用飞行时间方法，可以甄别掉中子由样品散射进入探测器所产生的 γ 射线(例如在 I,Na 上)。对于中子在样品上非弹性散射产生的 γ 射线，因它的能量低于俘获产生的高能 γ 射线，这可以利用甄别器加以剔除。由于中子俘获产生的高能 γ 射线，在 NaI(Tl)或 Ge(Li)探测器上康普顿散贡献很大，因此在探测器周围加一环形塑料或 NaI(Tl)闪烁体，以抑制康普顿散射，提高全能峰的分辨率。图 13.37 是利用伴随粒子作起始信号按图 13.36 探测系统对应的测量仪器示意图。图 13.40 是 ^{12}C 中子俘获后，发射的高能 γ 射线谱。

按图 13.36 的实验装置，探测器可绕样品轴心旋转测量中子俘获的微分截面。这微分截面为

$$\sigma(E_n,\theta) = \frac{N_\gamma(\theta)/s(\mu)\varepsilon\Delta\Omega}{N_n N_t \eta} \tag{13.66}$$

其中，$N_\gamma(\theta)$是 θ 方向所测量到的 γ 射线计数；$s(\mu)$是 γ 射线在样品中的自吸收衰减校正因子；

μ 是 γ 射线在样品中的吸收系数；$\varepsilon\Delta\Omega$ 是 γ 射线探测器的探测效率和探测器对样品所张立体角的乘积；N_n 是入射中子数；N_t 是样品的总原子核数；η 是中子通量在样品中衰减校正因子。

俘获截面的测量中，γ 射线能量很高，因此必须对 γ 射线探测器的能量线性和效率进行校刻。这两方面所引进的误差是俘获截面测量中的主要误差。

四、中子裂变截面测量

中子裂变截面 σ_f 是核反应堆、核武器设计的重要核数据。自从四十年代建成第一台核反应堆以来，裂变截面的测量设备，样品的制备技术，都有了很大的发展。裂变截面数据的精度不断提高，能量范围不断扩大。

根据核反应截面的定义，薄的裂变材料样品，在中子轰击下有

$$\sigma_f = \frac{N_f}{\phi_0 N_t \varepsilon} \tag{13.67}$$

这里，ϕ_0 是入射中子通量密度，N_f 是单位时间探测器的裂变计数，N_t 是裂变样品总的原子核数，ε 是带电粒子探测器探测裂变碎片的探测效率。

在裂变截面测量中，裂变样品的制备是很重要的。厚的样品将使部分裂变碎片在样品中被自吸收，不能进入探测器而损失计数。薄而均匀的裂变样品不仅不易制备，且厚度测量困难。但通常能在中子轰击下引起裂变反应的元素，一般都伴随有 α 粒子的衰变。因此，可以通过测量裂变样品的 α 粒子放射性来确定样品的总的原子核数。

测量装置之一，如图 13.39 所示。这是一个裂变室(测量裂变计数)A 和一个测量中子通量的反冲质子探测器 B 组合在一起。裂变样品制备在含氢薄膜(通常用聚乙烯)裂变室 A 的一面，裂变室对裂变样品所张的立体角为 2π。反冲质子探测器 B，由正比计数器或 $\Delta E/\Delta X$ 探测器和测量反冲质子的探测器所组成。这里 $\Delta E/\Delta X$ 和反冲质子探测器组成符合测量，及降低散射中子本底和 γ 射线的干扰。

在中子照射下，裂变碎片由裂变室 A 来记录。反冲质子探测器直接测量中子通量密度 ϕ_0。由于入射中子在裂变样品中的损失，相对初始入射中子通量是很小的，因此由反冲质子探测器测量到的中子通量密度 ϕ，可以认为就是初始入射中子通量密度 ϕ_0。这样由(13.67)式直接得到裂变截面值。

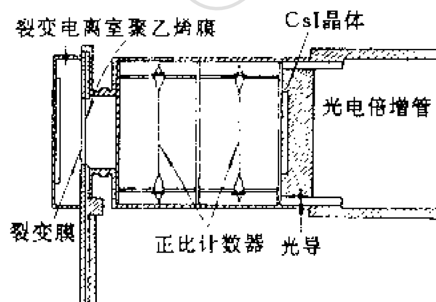


图 13.39　裂变截面测量装置图

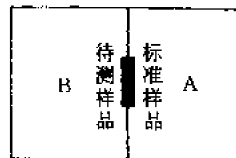


图 13.40　相对测量 σ_f 示意图

中子裂变截面值，也可利用已知裂变截面值的物质与待测的裂变物质组成背靠背的裂变室，用相对测量方法，测出待测裂变物质的裂变截面值。装置的示意图如图 13.40。在 A 裂变室中的薄膜上喷涂有已知裂变截面的物质，在 B 裂变室的薄膜上喷涂有待测的裂变物质。在中子的轰击下，两个裂变室的裂变计数和它们的裂变截面成比例

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_B} = \alpha \frac{N_A}{N_B} \tag{13.68}$$

其中，σ_A、σ_B 分别是已知和待测的裂变截面；N_A、N_B 分别是 A、B 裂变室的计数；α 是比例系数，为待测和已知的裂变物质的总原子核数之比，$\alpha = n_B/n_A$。

参 考 文 献

[1] C. L. Yuan. Methods of Experimental Physics. Vol 5. part *B*. p 339. Academic Press, New York 1963.

[2] 梅镇岳，原子核物理，325 页，科学出版社，1961 年.

[3] S. Fligge, Encyclopedia of Physics, Vol ***XXXIV*** p 193, Springex—Rerlag, Berlin 1958.

[4] Proceeding of the Sixth Annual Conference of the International Nuclear Target Development Society, Berheleg, California, 1977.

[5] *Nucl. Instr. Meth.* 167 1—181(1979).

[6] J. B. Marion, J. L. Lowler, Fast Neutron Physis, part II Interscience Publishers, New York 1963.

[7] Neutron Capture Gamma—ray Spectroscopy, September 2—6, 1974 Petten. the Netherlands. Published by Reactor Centreem Nederland, Petten, the Netherland 1975.

[8] R. E. Chrcen and W. R. Kane, Neutron Gapture Cammaray spectroscopy, Plemum Press. New York. 1979.

[9] G. Longo and F. Saporetti, *Nucl. Phys.* A154. 243(1970).

[10] J. B. Czirr and G. S. Sidhu, *Nucl. Sci. Eng.* 57, 18(1975).

[11] D. Molzahn. et. al J. Radioanal. Chem. 80. 109(1983).

第十四章　粒子鉴别技术

实验核物理和核技术应用工作的测量对象往往是比较复杂的，除待测射线外，经常伴随着各种干扰射线。为了精确地测量，必须进行粒子鉴别。例如，许多中子源均伴随着大量的 γ 射线，而许多中子探测器对 γ 射线又是灵敏的，所以在探测中子时必须进行中子与 γ 射线之间的鉴别，排除 γ 射线的干扰。又例如，在核反应实验中核反应产物经常是多种多样的，当能量为 24 MeV 的氘核轰击 ^{12}C 靶时产生的反应有：$^{12}C(d,\alpha)^{10}B$，$^{12}C(d,^{3}He)^{11}B$，$^{12}C(d,t)^{11}C$，$^{12}C(d,d')^{12}C$，$^{12}C(d,p)^{13}C$。通过出射粒子来研究产物核的能量时，不把各种出射粒子鉴别清楚就无法测量它们各自的能谱。当入射粒子更重，能量更高时，情况就更复杂。可以说离开粒子鉴别，就谈不上先进的核物理实验。另一方面，从核技术应用的角度也会遇到粒子鉴别问题，例如微量核素的分析。70 年代末发展起来的超灵敏质谱仪，就是一个综合运用各种粒子鉴别技术的很好的例子。目前在分析自然界长寿命同位素比（例如 $^{14}C/^{12}C$）达到的灵敏度为 $\sim 10^{-15}$，而所需样品仅为毫克量级。

粒子鉴别实际上包含两类内容，一类属于粒子甄别的性质，即从几种粒子中选出某一种进行测量，将其余的剔除掉，例如中子与 γ 射线之间的甄别。另一类是粒子鉴别，即要测出其原子序数 Z 和质量数 A，并测量其能谱等特性，这在重离子物理中经常遇到。一般地讲，前一类比较简单，而后一种要复杂得多。甄别粒子主要是根据粒子在介质中产生的电离密度和射程的差异。例如 α 粒子与电子相比在介质中产生的电离密度大，射程短。为了便于去除 β、γ 射线的干扰，α 探测器的灵敏体积总是做得很薄，使 α 粒子能在其中形成一个较大的信号，而 β、γ 射线只在其中损失很少的能量，因而形成的信号要小得多。例如用金硅面垒探测器和 Zn S (Ag) 闪烁探测器测量 α 射线时用简单的幅度甄别就可以去掉 β、γ 射线的干扰。如果要测 γ 能谱，只需把探测器的外壳加厚一些，能阻止 β、α 射线进入探测器的灵敏体积即可。广泛应用于中子、γ 射线甄别的脉冲形状甄别方法就是根据中子产生的反冲质子和 γ 射线产生的次电子在闪烁体中产生的电离密度的差别，从而形成不同的脉冲形状进行甄别的。甄别粒子的方法很多，例如还可以利用粒子飞行一段固定距离所需时间（飞行时间）的差别进行甄别等。各种方法的甄别效果不但与粒子的种类有关而且与粒子的能量和强度有关，必须根据具体情况进行设计。至于对核反应产物的鉴别，需要确定它们的 Z 值和 A 值，所以粒子鉴别方法也就是测定粒子 Z 值和 A 值的方法。常用的方法有：飞行时间法，可以测量粒子的质量；探测器望远镜方法，可以测定粒子的 MZ_e^2，M 指粒子的质量，Z_e 指粒子所带的有效电荷；磁分析方法，可以确定粒子的 Z_e^2/M；静电分析可以确定 Z_e。对于重离子，它们的质量之间的相对差别比较小，所带的有效电荷又不一定等于它们的原子序数，鉴别比较困难，一般需要几种方法结合起来才能正确地鉴别。本章着重讲几种基本的、常用的方法：脉冲形状甄别方法；飞行时间方法和探测器望远镜方法。在组合方法中，将涉及磁、电分析方法。作为组合方法的一个很好的例子，将略加详细地介绍高灵敏质谱仪（加速器质谱仪）。

一些径迹探测器，例如照相乳胶，云室，气泡室等，在历史上对鉴别粒子曾起过重要作用，有的直到现在仍在宇宙线的研究等方面使用，但在数据的获取和处理方面，工作量很大，“在

线"处理(即在实验过程中同时进行粒子鉴别和数据处理)很不方便,这些探测器已很少用了。它们的原理已在第六章讲过,在此不拟再作讨论。

第一节 脉冲形状甄别方法

脉冲形状甄别,主要用于中子与 γ 射线之间的甄别,简称 n、γ 甄别。中子源附近总有大量的 γ 射线存在,即使像 $T(d,n)^4He$ 反应这种中子源本身并不伴随着 γ 射线产生,但能量为~14 MeV 的快中子与周围物质相互作用也会产生大量的 γ 射线。所以对 γ 射线是否灵敏,能否用 n、γ 甄别方法排除 γ 射线,就成为中子探测系统的一个重要指标,例如液体闪烁探测器不但可以计数而且可以通过测到的反冲质子谱解出中子能谱。但它对 γ 射线很灵敏,幸好它有很好的 n、γ 甄别性能,可以通过脉冲形状甄别把绝大部分记录到的 γ 射线排除掉,因而使它成为使用最多的快中子探测器之一。充 H 或 ^3He 的正比计数管都是常用的低能量快中子探测器。当中子能量较低时,例如 1~100 keV 范围内反冲质子产生的信号与 γ 射线产生的信号大小差不多,无法用幅度甄别的方法排除 γ 射线的干扰。在充 ^3He 的正比管中,能量较高的中子在 ^3He 上弹性散射时,反冲核 ^3He 所形成的信号会干扰 $^3He(n,p)^3H$ 反应中质子的脉冲分布。这些问题都可用脉冲形状甄别方法加以改善。

脉冲形状甄别方法是根据各种带电粒子在探测器中产生的脉冲形状差异来区分粒子的。在闪烁探测器中,光脉冲的上升时间,与带电粒子在其中产生的电离密度有关。在正比计数器中,电荷的收集时间,即脉冲上升时间,与带电粒子在其中的射程有关。这些都为脉冲形状甄别提供了根据。至于把具有各种上升时间的脉冲加以鉴别的电子学方法,对不同的探测器有许多共同之处。已有商品生产的通用仪器,有的既可用于闪烁探测器的脉冲形状分析,又可用于气体或半导体探测器的脉冲形状分析。

一、甄别根据

1. 闪烁探测器的脉冲形状

实验发现,在许多闪烁体中,带电粒子激发的荧光脉冲中含有持续时间不同的成份。通常可用指数衰减的快、慢两种成份来表示。快、慢成份的衰减时间大约相差一个数量级。快、慢成份的强度比与带电粒子在闪烁体中形成的电离密度有关,也就是与激发粒子的质量和电荷有关。根据许多实验者的大量观测,在闪烁体中形成平均电离密度为 ρ 的带电粒子所产生的闪烁光脉冲形状,可描述如下:

$$N(t) \approx \frac{N_f(\rho)}{\tau_f}e^{-t/\tau_f} + \frac{N_s(\rho)}{\tau_s}e^{-t/\tau_s} \tag{14.1}$$

其中 $N(t)$ 是光子发射率随时间的变化,$N_f(\rho)$,$N_s(\rho)$ 分别为一次闪光中快、慢成分所包含的光子数,τ_f,τ_s 分别为快、慢成分的衰减时间。对有机闪烁体 τ_f 与 ρ 无关,而 τ_s 有的与 ρ 有关,有的无关。对无机闪烁体,τ_f 是 ρ 的函数,τ_s 与 ρ 无关。表14.1给出了两种典型闪烁体的衰减时间。

表 14.1 两种典型闪烁体的衰减时间

闪烁体	τ_f			τ_s		
	e	p	α	e	p	α
CsI (Tl)	0.70±0.025 μs	0.60±0.02 μs	0.43±0.01 μs	7μs	7μs	7μs
NE213	4ns	4ns	4ns	25ns	47ns	/

如果 $\rho_1<\rho_2<\rho_3$，对有机闪烁体有：

$$\frac{N_s(\rho_1)}{N_f(\rho_1)}<\frac{N_s(\rho_2)}{N_f(\rho_2)}<\frac{N_s(\rho_3)}{N_f(\rho_3)} \tag{14.2}$$

即在闪烁体中形成平均电离密度越大的带电粒子(越重的粒子)产生的荧光脉冲慢成分的比例也越大。对无机闪烁体正好相反：

$$\frac{N_s(\rho_1)}{N_f(\rho_1)}>\frac{N_s(\rho_2)}{N_f(\rho_2)}>\frac{N_s(\rho_3)}{N_f(\rho_3)} \tag{14.3}$$

为了比较形象地说明以上特性，将其示于图 14.1 中。图中给出了平均电离密度分别为 ρ_1 和 ρ_2 的两种带电粒子激发的闪烁衰变曲线。两条曲线下面的面积相等，相当于闪烁体中产生的总光子数相等，即

$$\int_0^\infty N_{\rho_1}(t)\mathrm{d}t=\int_0^\infty N_{\rho_2}(t)\mathrm{d}t \tag{14.4}$$

两条曲线在 $t=t_{12}$ 处相交。当 $t<t_{12}$ 时，平均电离密度为 ρ_1 的带电粒子，单位时间产生的光子数更多一些。当 $t>t_{12}$ 后，情况正好相反。对有机闪烁体，$\rho_1<\rho_2$，例如 ρ_1 是电子产生的平均电离密度，ρ_2 是质子产生的。对无机闪烁体，则 ρ_1 曲线代表质子激发的闪烁衰变曲线，ρ_2 曲线代表电子激发的闪烁衰变曲线。

博利格尔(L. M. Bollinger)等人[1]测得在有机闪烁体中质子激发的光脉冲，慢成分与快成分的强度比是电子激发的 4.5 倍。

闪烁体中的光子被光电倍增管收集，当光电倍增管工作在线性范围时，从它的某个打拿极引出的电流脉冲形状应当反映闪烁体发射的光脉冲形状。也就是说，如果闪烁体的激发时间、光收集时间、光电子在光电倍增管中的渡越时间等的时间涨落均可忽略(有固定的延迟时间不影响脉冲形状)则一次闪烁在第 n 个打拿极上形成的电流脉冲，可近似地表示为

$$i(t)\approx Dn(t)=D\left[\frac{N_f(\rho)}{\tau_f}\mathrm{e}^{-t/\tau_f}+\frac{N_s(\rho)}{\tau_s}\mathrm{e}^{-t/\tau_s}\right] \tag{14.5}$$

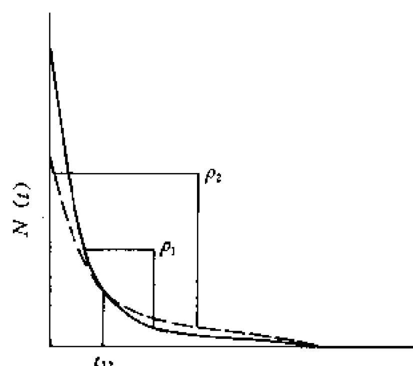


图 14.1 平均电离密度分别为 ρ_1 和 ρ_2 的两种带电粒子激发的闪烁衰变曲线

或

$$i(t) = I_f(\rho)e^{-t/\tau_f} + I_s(\rho)e^{-t/\tau_s} \tag{14.6}$$

式中 D 为光电倍增管光阴极的光电转换效率 T 和从光阴极到第 n 个打拿极总的电子倍增系数 M 的乘积，即 $D = T \cdot M$；$I_f(\rho) = DN_f(\rho)/\tau_f$，$I_s(\rho) = DN_s(\rho)/\tau_s$ 分别指电流脉冲中快、慢成分的起始值，即最大值。从(14.6)式可以看出，激发电离密度不同的粒子，产生的电流脉冲形状也不一样，利用这种差异可以鉴别粒子。

如果用一个时间常数很长的积分回路，对电流脉冲积分，可得总电荷

$$Q = \int_0^\infty i(t)\mathrm{d}t = I_f(\rho)\tau_f + I_s(\rho)\tau_s = Q_f(\rho) + Q_s(\rho) \tag{14.7}$$

式中 $Q_f = I_f(\rho)\tau_f$，$Q_s(\rho) = I_s(\rho)\tau_s$。即电荷脉冲也由快、慢两种成分组成。它们均为带电粒子在闪烁体中形成电离密度 ρ 的函数。显然，不同带电粒子形成的 $Q_f(\rho)/Q_s(\rho)$，$Q_f(\rho)/Q$，$Q_s(\rho)/Q$ 均不相同，因此可以通过这些比值中的任何一种来鉴别粒子。这类鉴别粒子的方法称为比较法。

还可以从光电倍增管的某个打拿极或阳极引出电压脉冲，利用电压脉冲的差异来鉴别粒子。图 14.2 是光电倍增管引出极的等效输出回路。其积分时间常数 $RC \gg \tau_s$。从电阻 R 两端输出的电压脉冲

$$\begin{aligned} V(t) = i_R(t)R &\approx \frac{DN_f(\rho)R}{RC - \tau_f}(e^{-t/RC} - e^{-t/\tau_f}) + \frac{DN_s(\rho)R}{RC - \tau_s}(e^{-t/RC} - e^{-t/\tau_s}) \\ &\approx \frac{DN_f(\rho)}{C}(e^{-t/RC} - e^{-t/\tau_f}) + \frac{DN_s(\rho)}{C}(e^{-t/RC} - e^{-t/\tau_s}) \end{aligned} \tag{14.8}$$

为了讨论电压脉冲上升时间的差异，只需考虑 $t \ll RC$ 时的情况，这时(14.8)式简化为

$$V(t) \approx \frac{DN_f(\rho)}{C}(1 - e^{-t/\tau_f}) + \frac{DN_s(\rho)}{C}(1 - e^{-t/\tau_s}) \tag{14.9}$$

(14.9)式表明电压脉冲的前沿可以近似地看成是两个上升的指数函数之和，它取决于快、慢成分的相对比例和 τ_f、τ_s。显然，不同的带电粒子在闪烁体内产生的电压脉冲的上升时间也不同。对有机闪烁体来说，质子激发的电压脉冲上升时间要比电子激发的长，所以可通过测量电压脉冲的上升时间来鉴别粒子。

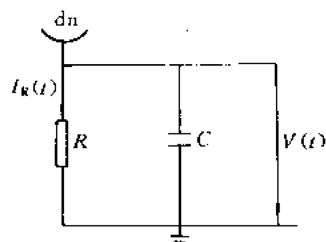


图 14.2 光电倍增管引出极的等效输出回路

总之，不同的带电粒子，例如质子和电子，在闪烁探测器内产生的脉冲信号形状是不同的，这些脉冲信号可以是电流脉冲、电荷脉冲或者是电压脉冲。这些脉冲信号的差异均可作为鉴别粒子的根据。

2. 正比管的脉冲形状

能量相同的质子和电子或能量相同的 ^{3}He 和质子在正比管的工作气体中形成的比电离和射程不同，从而使它们在正比管中形成的电流脉冲形状也不同。由于实际情况比较复杂，很难用解析式来分析。下面仅用 ^{3}He 谱仪作一定性的讨论。

首先让我们回忆一下正比管中信号形成的过程。如果在计数气体中产生一对电子离子对，电子向着阳极（丝极）漂移，正离子向着阴极漂移。由于丝极附近电场很强，电子到达丝极附近时开始倍增，迅速形成大量的电子离子对。因为倍增区很靠近丝极，电子漂移速度又比离子快

得多，所以电子很快就被收集，当正离子向阴极漂移时，在外回路中形成感应电流脉冲信号。如果在气体中，沿带电粒子的径迹形成一批离子对时，总的电流脉冲信号就是由这些初始电子到达倍增区后形成的个别电流脉冲的叠加。由于初始电子与丝极的径向距离不同，因而到达丝极附近的时间有先后。叠加后总电流的脉冲上升时间，与第一个到达倍增区的初始电子和最后一个到达倍增区的初始电子的时刻之差有关。一般地说，质子的射程要比^{3}He 的射程长些，质子径迹上各点与丝极径向距离的最大差值也就比^{3}He 的大一些。所以，质子形成的脉冲上升时间要比^{3}He 形成的长些。如果正比管输出回路的时间常数足够大，那末对质子和^{3}He 就可以得到上升时间不同的电压脉冲。

二、优质因子

不同种类的粒子在一些探测器中分别产生不同的脉冲形状，为区分粒子提供了必要条件。真正要把它们区分开来，还需要加上适当的电子学线路。为了说明各种 n、γ 甄别装置的优劣，在讨论电子学方法之前，先介绍一种衡量 n、γ 甄别装置性能的方法。

从效果上看，一个 n、γ 甄别性能好的装置应当能把 γ 射线尽量剔除而又使中子尽量少丢失。一般说来，经过脉冲形状甄别以后的中子和 γ 射线的脉冲分布呈现为两个峰，如图 14.3 所示。一个峰是 γ 射线形成的，另一个是中子形成的。显然，两个峰的半宽度 W_γ、W_n 越窄越好，两个峰之间的距离越大越好。因此可用优质因子 Q 来表征脉冲形状甄别装置的性能。

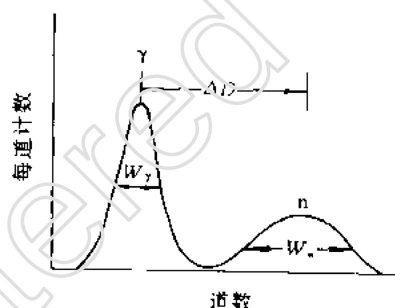


图 14.3 定义优质因子所用的示意图

$$Q=\frac{\Delta D}{W_\gamma+W_n} \tag{14.10}$$

如果峰的形状是理想的高斯分布，只从 Q 就可以判断脉冲形状甄别器的性能。实际上当被探测的粒子能量范围很大或装置承受的计数率很高时，峰的形状往往要发生畸变。所以为了更全面地说明性能，需要指出装置的动态范围和能承受的计数率。动态范围在此是指保持甄别性能时信号的最大输入幅度和最小输入幅度之比。必须强调，许多有机闪烁体在探测中子时，其输出脉冲幅度与中子能量之间的关系是非线性的。例如，用 NE213 液体闪烁体测中子的能量范围为 200 keV 到 10 MeV 时，其输出幅度的动态范围为 400：1。由于核物理工作者更关心的是入射粒子的能量范围，所以需要知道闪烁体对带电粒子，例如电子、质子、α 粒子等产生荧光的响应。有机闪烁体在探测电子时，输出脉冲幅度（当工作在线性区域）与电子

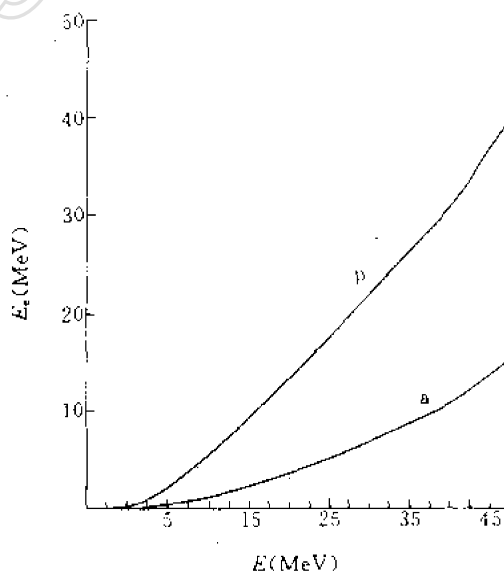


图 14.4 ST451 液体闪烁体对质子和 α 粒子相对电子的光响应 E_e，电子能量 E，粒子能量

能量之间是线性关系。因此从闪烁体对电子和其他较重粒子的相对响应就可得知较重粒子的能量与闪烁体输出脉冲幅度之间的关系。图 14.4 给出了 ST451 液体闪烁体对质子和 α 粒子相对电子的光响应[2]。ST451 是国内生产的液体闪烁体，其性能与国外的 NE213 相似。

三、甄别方法

1. 上升时间法

前面提到，不同的带电粒子激发的电压脉冲上升时间不同，可以利用这个上升时间的差异来鉴别粒子。上升时间-幅度变换器为直接测量电压脉冲上升时间的差别提供了设备。上升时间-幅度变换器电路是把电压脉冲前沿的某一部分（这部分的位置和范围通常是可调的）对应的时间转换为脉冲幅度的电路。所以，它可以把脉冲上升时间的差别转换为脉冲幅度的差别，然后用多道脉冲幅度分析器进行分析。图 14.5 是利用上升时间-幅度变换器进行脉冲形状分析的主要设备方框图。

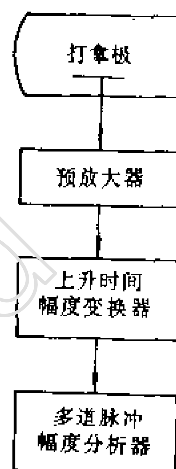


图 14.5 利用上升时间-幅度变换器作脉冲形状分析时的主要设备方框图。

70 年代我国原子能研究所研制的利用脉冲上升时间-幅度变换器分辨中子和 γ 射线的快中子探测器[3]，探头由芪晶体（ϕ=9.7cm，厚度 t=3.8cm）和 58 AVP 光电倍增管组成。利用此 n、γ 甄别系统可把绝大部分的 γ 射线排除，漏入中子区的 γ 射线不超过 3%。如果允许中子损失～5%，该系统可在中子能量为 0.8～14.7 MeV 的范围内工作。当计数率增加时，从变换器输出的中子脉冲幅度，向 γ 射线方面移动。当计数率在 3.6×10^4/s 以上时，n、γ 就分不开了。这主要由变换器的性能决定。

2. 过零时间法

如果将电压脉冲作两次微分，则二次微分后的脉冲与基线的交叉点，即过零点的位置，与电压脉冲的幅度无关，只与电压脉冲的上升时间有关，如图 14.6 所示。图 14.6(a)代表电子和质子激发的电压脉冲，(b)及(c)分别代表电压脉冲经过一次微分和两次微分后的脉冲。t_{0e}和 t_{0p}是电子和质子的过零时间。根据 t_{0e}和 t_{0p}的差别可以判断脉冲是属于电子的，还是属于质子的。

过零时间法的原理方框图如图 14.7(a)所示，相应的波形示意图如图 14.7(b)所示。从光电倍增管的阳极引出一个快定时信号，作为参考时间。从某个打拿极引出的线性脉冲，经过放大并二次微分后，给出过零信号。过零信号与参考时间之间的时间间隔，通过时幅变换器（TAC）转换为脉冲幅度，然后通过多道脉冲幅度分析器分析出是中子还是 γ 射线产生的脉冲。由于中子和 γ 射线产生的过零点的差别比起它们与参考时刻之间的距离小得多，为了充分利用 TAC 变换时间范围来标志中子和 γ 射线产生的过零时刻的差别，通常把参考信号延迟一段时间后，当作 TAC 的起始信号。

图 14.7(b)上部的四个波形是从光电倍增管打拿级引出的脉冲经过各有关线路后的波形，中间三个波形是从光电倍增管阳极引出的。最后是两路信号的时间差别在 TAC 中转换为幅度差别，这种幅度的差别在多道脉冲幅度分析器中，把中子和 γ 射线产生的脉冲分为两组。图 14.7(a)给出的方框图是指各单元的基本功能，至于它们的具体形式可以各不相同。取决于各实验室的条件。具体例子可参看文献[4～7]。文献[5]中闪烁探头由 ϕ=3.8cm，h=2.54cm 的 NE218 液体闪烁体和双碱阴极的 56DVP 光电倍增管组成。整个系统的指标如下：当计数率

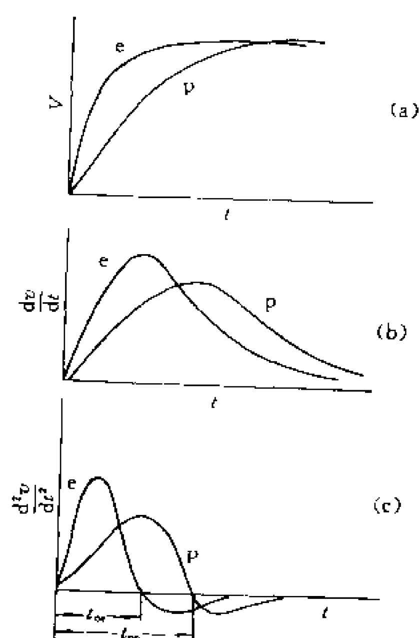
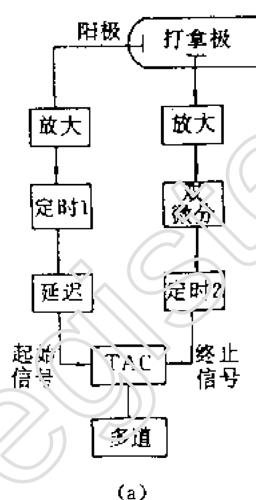


图 14.6 过零时间与电压脉冲上升时间的关系



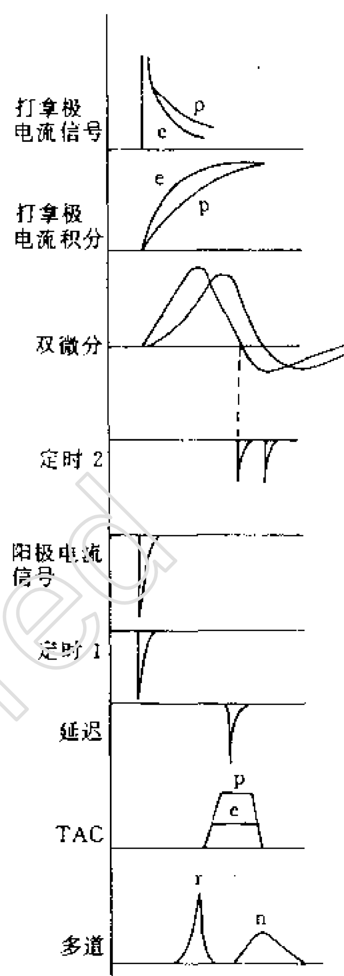


图 14.7 过零时间方法的原理方框图和波形示意图

为 10^4/s 时，对能量为 0.05～10.5 MeV 范围的中子，优质因子 $Q=1.5$，对能量为 2～10.5 MeV 的中子 $Q=2.3$。

图 14.8[6]是显示 t_n、γ 甄别效果的两维分布图，即强度与脉冲幅度(PH)和脉冲形状(PS)的函数关系。用 Pu-Be 中子源和 γ 射线源照射 NE213 闪烁探测器时形成的。

3. 比较法

前面提到，可以通过比较不同带电粒子形成电荷脉冲的 $Q_f(\rho)/Q_s(\rho)$，$Q_f(\rho)/Q$ 和 $Q_s(\rho)/Q$ 的差别来鉴别带电粒子。根据比较法的原理设计了各种各样的线路。亚当斯(J. M. Adams)等人[8]的电路是动态范围比较宽，分辨性能比较好的一种电路。它的原理是这样的：从光电倍增管的阳极引出的脉冲分两路。一路取出与电荷脉冲的快成分成正比的部分 K_fQ_f，另一路取出与总电荷脉冲成正比的部分 KQ、K_f、K 应满足以下条件：

$K_fQ_f>KQ$　　代表 γ 射线产生的脉冲。

$K_fQ_f<KQ$　　代表中子产生的脉冲。

电路的方框图如图 14.9 所示。从光电倍增管阳极来的脉冲被延迟一段时间，待门完全打开后进入带线性门的积分器。积分时间由门控信号发生器控制。第一个积分器的开门时间为

$T_1=25\text{ns}$，在这个时间内脉冲被积分，然后保持幅度不变，这个幅度取决于电荷脉冲的快成分。第二个积分器的积分时间为 $T_2=400\text{ns}$，然后保持幅度不变，这个幅度取决于总电荷。这两个积分后的脉冲，在比较器内进行比较。积分器 1 的脉冲在进入比较器以前，经过一个调节器，以便调节相乘因子 K_f，使 K_f、K 满足上述条件。当第二个积分器的门关上以后，“控制时序逻辑”脉冲询问比较器的状态，得知是中子还是 γ 射线产生的信号。询问周期终了时，由控制和时序逻辑脉冲给出信号，使带线性门的积分器 1 和 2 恢复原来的状态。为了简化，控制和时序脉冲的这两种作用，图中没有表示出来。

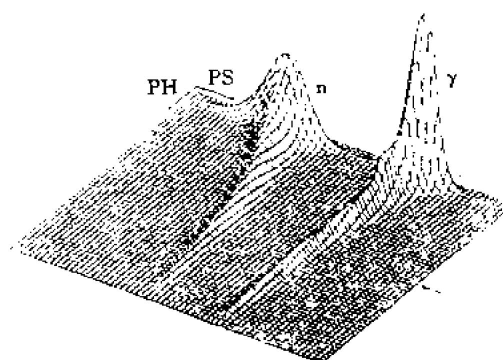


图 14.8　n、γ 甄别的两维分布图

PH：脉冲幅度；PS：脉冲形状箭头指在 PH＝2.12MeV

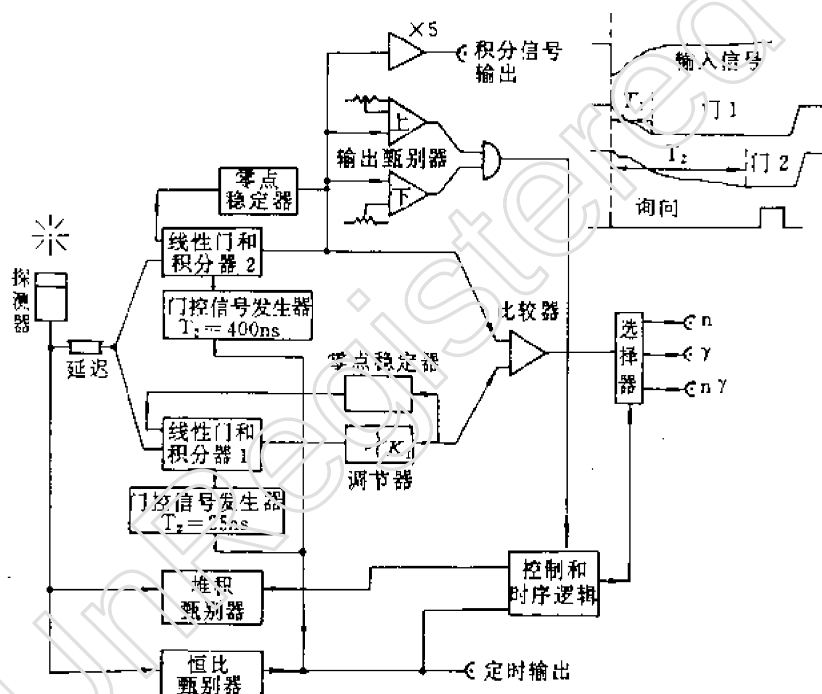


图 14.9　利用比较法作 n-γ 甄别的一种电路的方框图

为了去掉干扰脉冲，当积分器 2 输出的总能量脉冲超出输出甄别器上阈或下阈的范围时，选择器的输出被禁止。为了去掉堆积脉冲，在 T_2 时间内，堆积甄别器接受第二个事件时，选择器的输出也被禁止。

该装置的性能是用 ^{241}Am-Be 中子源测定的。测量时，上、下输出甄别器被当作一个单道脉冲幅度分析器使用，它可以选出一个很窄的能带。相应于不同电子能量的优质因子如图 14.10 所示。这套仪器可将 $E_n\leqslant100$ keV 的中子与 γ 射线分开。用电子学系统模拟探测器信号，指出仪器的动态范围为 400:1。仪器所能承受的计数率受死时间的限制。当 $T_2=400\text{ns}$ 时，死时间

为 1.2ns.

上面都是讨论的 n、γ 甄别问题。利用闪烁体的快慢成分之比与探测粒子种类有关这一特性也可以进行粒子鉴别。中国科学院近代物理研究所在这方面作了很好地尝试[9]。在"闪烁探测器的脉冲形状"一节中曾讲过对无机闪烁体，τ_f 是平均电离密度的函数。该工作利用 CsI(Tl)闪烁体这一特性，通过快慢成分电荷量之比进行了粒子鉴别。其电子学方框图如图 14.11 所示。阳极得到的电压脉冲经快放大器和电缆延迟后直接送到两个电荷灵敏 ADC(即 QDC)，QDC 的两个时间门控信号由门产生器给出。适当调节这两个门的宽度和它们之间的相对延迟时间，可以实现对快、慢成分的积分。他们选取快门的宽度为 380ns，慢门的宽度为 1.0μs。在此条件下，对 96 MeV $^{16}O+^{51}V$ 反应中前方向(+5°)的出射轻粒子进行了测量，得到的二维关联图见图 14.12。在强 γ 辐射场条件下，γ、p、α、Li 被清楚地分出来了，具有好的粒子鉴别能力。

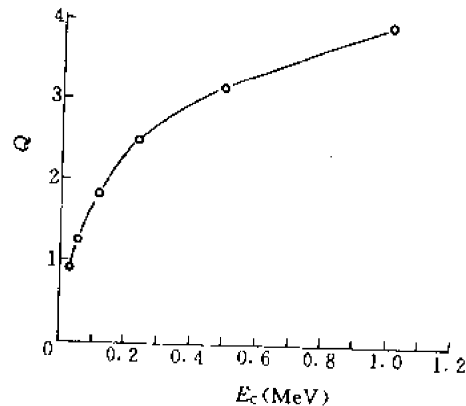


图 14.10 优质因子 Q 与等效电子能量的关系

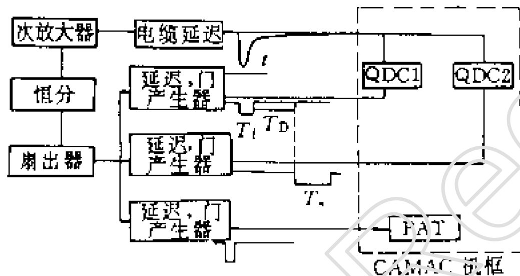


图 14.11 CsI(Tl) 闪烁探测器用作粒子鉴别的电子学线路框图(QDC 代表电荷灵敏 ADC，PAT 为 CAMAC 系统开始获取的开门信号输入单元)

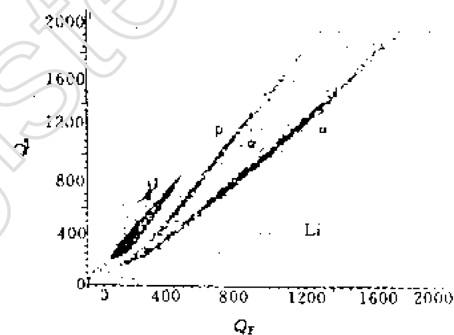


图 14.12 用 CsL(Tl)闪烁体测到的 96MeV $^{16}O+^{51}V$ 反应中 $\theta_L=5°$ 出射轻粒子的粒子鉴别两维关联图

第二节 飞行时间方法

轻离子，例如质子、氘核、氚核、α 粒子等有不同的质量，而且彼此质量的相对差别比较大，通过测量其质量就可以判断它们是那种粒子。如果测出粒子的能量，同时又测出它通过一定距离的飞行时间，就可以确定粒子的质量。鉴别粒子的这种方法称为飞行时间方法。

飞行时间方法对轻离子，特别是低能轻离子，鉴别效果比较好。随着粒子质量的增加，质量的差别越来越小，分辨起来就困难了。另外对同质异位素，即具有相同的质量数，不同原子序数

的一些核，质量差别很小，只用飞行时间方法无法鉴别，必须与其他方法结合起来，才能进行可靠的鉴别。

一、工作原理

在非相对论范围内，由粒子运动的经典公式：

$$E = \frac{1}{2}Mv^2 \tag{14.11}$$

可知能量为 E 的粒子通过一定距离 d 的飞行时 t 有以下关系

$$Et^2 = \frac{d^2}{2}M = KM \tag{14.12}$$

式中 K 只与飞行距离 d 有关，当 d 一定时，等式右边是粒子质量 M 的函数，此式说明只要测出粒子的飞行时间 t 和粒子的能量 E 就可以确定粒子的质量。对同一类型的粒子，即质量相同的粒子，Et^2 为一常数。因此按质量来鉴别粒子，在实验方法上就是同时测量粒子能量和飞行时间的问题。

具体地说，对几种要鉴别的粒子，如 p、^{2}H、^{3}H（或 ^{3}He）、α 粒子，如果以 t、E 分别为横坐标和纵坐标作曲线，(14.12)式可表示成图 14.13 所示的曲线（注意时间坐标的方向），它表明不同质量的粒子，落在不同的曲线上。由图可见，即使粒子的能量相同，对不同质量的粒子也有不同的飞行时间。如果测量了各组粒子的能量和飞行时间，就可以根据粒子在能量和飞行时间的两维图上的坐标位置来判断粒子的质量，从而实现粒子鉴别。

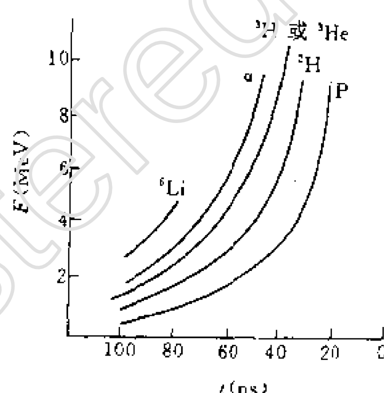


图 14.13 不同质量的粒子所对应的能量和飞行时间关系

粒子质量的分辨本领，由测量粒子能量、飞行时间和飞行距离的精度来确定。由

$$M = 2Et^2/d^2 \tag{14.13}$$

按误差的传递公式可以得到

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta d}{d}\right)^2 \tag{14.14}$$

式中 $\Delta M/M$，$\Delta E/E$，$\Delta t/t$，$\Delta d/d$，分别是 M、E、t、d 测量中的相对标准误差。

飞行距离，一般为几十 cm，当所张的立体角又比较小时，$\Delta d/d$ 比起能量和时间的不确定性要小得多，通常可以忽略。

能量分辨率与粒子的质量、能量和探测器的类型有较强的依赖关系。对较轻的粒子（$M \leqslant$ 50u），半导体探测器的能量分辨率可达 5×10^{-3}。对于更重的、很慢的离子，或需要大立体角时，应当用气体探测器，其最好的能量分辨率约为 1%。这是用气体探测器时 TOF 方法对质量分辨的上限。

当能量的不确定性相对时间的不确定性可以忽略时（对轻的粒子），(14.14)式可以简化为：

$$\frac{\Delta M}{M} \approx \frac{2\Delta t}{t} = 2.8\left(\frac{E}{M}\right)^{1/2}\frac{\Delta t}{d} \tag{14.15}$$

按(14.15)式可以得到一组如图 14.14 所示的曲线。根据实验对粒子质量分辨的要求，即给定

$\Delta M/M$ 就可以确定 $\Delta t/d$。进一步根据实际可以达到的 Δt 可以确定飞行距离 d。例如，在氧离子束中要把^{17}O 和^{16}O 分开，要求 $\Delta M/M$ 小于 1/16，即～6%，当 $E=100$ MeV 时，即 $E/M=6$ MeV/u，则要求 $\Delta t/d=9$ps/cm。如果 $\Delta t=300$ps 则 d 应大于～33cm。当要求飞行距离短时，必须提高飞行时间的测量精度。粒子的能量越高，对飞行时间测量的精度要求也越高。增加飞行距离固然可以提高对粒子的鉴别能力，但也受到以下几方面的限制：①探测器的计数率与距离平方成反比；②当低能粒子的飞行时间与高能粒子的飞行时间之差，接近或超过加速器束流脉冲的周期时，将干扰飞行时间的正确测量；③太长的飞行距离给靶室的设计和加工带来困难。在实际测量中，飞行距离选取几厘米至几十厘米。

二、装置描述

作为一个例子，这里介绍文献[10]中所述的一个带电粒子的飞行时间鉴别系统。整个系统包括脉冲束流、飞行时间靶室、半导体探测器和电子学线路。

1. 脉冲束流和飞行时间靶室

脉冲束流由可变能量回旋加速器提供。它在加速 5.03 MeV 氘核时使用的高频频率为 7.2MHz，相应于最大分析时间为 138ns。图 14.15 是靶室的示意图。靶室直径为 40cm，高 20cm。准直系统限制束流的角分散为±0.5°。核反应用的薄靶放在靶室中心处。靶室上方与水平面成 15°角处装有飞行管道，飞行管道可在水平面上于不破坏真空条件下围绕靶室中心转动。探测器安放在飞行管道末端。飞行距离约为 80cm，这个距离是可以调节的。该靶室设有蒸发系统，它对某些容易氧化的靶的制备来说是特别需要的。

2. 探测器

探测器不仅提供粒子的能量信号，还要提供粒子飞行终止的时间信号。该系统使用金硅面垒半导体探测器。为了得到好的实验结果，它必须有好的能量分辨率和快的上升时间。对(^{239}Pu)α 源，能量分辨率容易做到好于 1%。脉冲上升时间取决于硅材料的电阻率、载流子的迁移率、被探测粒子的射程及 RC 时间常数。R 是硅片死层部分的电阻，C 是探测器的电容。电阻率 ρ 低时有较快的上升时间。探测器灵敏区的厚度 $d\propto\rho^{1/2}$，当 ρ 太低时，d 太小，无法测量粒子的能量。因此硅材料的电阻率需要适当选择。这里采用 $\rho=3000\sim4000\Omega\cdot$cm 的探测器。当偏压加到 200 V 时足够阻止 8 MeV 的质子，脉冲的上升时间在 8～20ns 之间。选择大面积的探测器可以增加探测粒子的立体角，但随着面积增加，结电容变大，从而降低了信噪比，提高了该系统可能探测的下阈。

3. 电子学线路

电子学线路的方框图如图 14.16 所示。从探测器取出的能量信号和时间信号分别送入慢电路和快电路，前者是电荷灵敏放大器，它提供一个与粒子能量成正比的信号。后者由快放大器、快甄别器、时间幅度变换器(TAC)及加速器高频信号引出系统组成。它提供一个粒子的飞行时间信号。这两种信号再被送入多道分析器进行二维分析。

半导体探测器在取得时间信号的同时，尽量不影响它的能量分辨率。这里采取的方法是：由快电路处理电流信号，慢电路处理电压信号，分别从探测器的两端取出。一个共基极晶体管 T_1 与半导体探测器串联。由于 T_1 有很低的发射结电位，故 T_1 的存在并不影响在探测器上的偏压。并且 T_1 的直流电流不流过探测器，所以 T_1 的存在不会增加探测器的噪声，因而不影响能量分辨率。

快甄别器是通常的前沿脉冲幅度甄别器。其作用是一方面切除噪声，另一方面切除飞行时间超过加速器束流脉冲周期的低能粒子，同时给 TAC 一个起始信号。这个信号在定时方面有一些不确定性，这是由于电路中采用了固定甄别阈的定时信号，它随脉冲幅度不同在上升时间范围内变化。在探测器上升时间较长的情况下，使用过零甄别器或恒比定时甄别器更好。

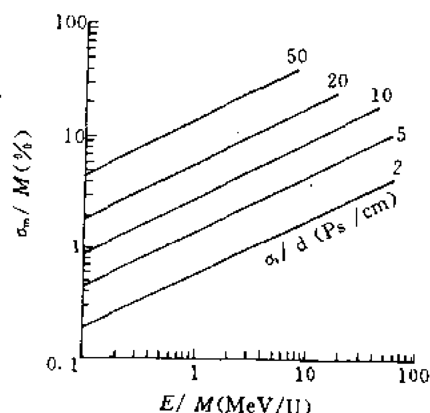


图 14.14　飞行时间方法中不同的 $\Delta t/d$ 的 $\Delta M/M$ 与 E/M 的关系

时间幅度变换器是飞行时间测量中的一个关键部件。它的作用是把“起始”与“停止”信号之间的时间间隔变换为与之成正比的脉冲幅度，然后将这些脉冲送入多道脉冲幅度分析器进行分析。为了减少电路的死时间，通常将计数率较低的一种脉冲选作起始脉冲。这里起始脉冲相应于探测器输出脉冲的前沿信号，而停止信号由加速器的高频正弦波通过整形获得。

4. 装置的性能

使用这套粒子鉴别系统对^{6}Li、^{7}Li、^{12}C、^{16}O 等核的(d,x)反应中产生的带电粒子进行了鉴别，并测量了它们的能谱和角分布。实验时，利用回旋加速器加速的氘核(E_d=5.03 MeV)轰击天然锂靶(^{7}Li 同位素的丰度为 92.48%)。图 14.17 给出了^{7}Li(d,x)的七个反应道以及^{6}Li、^{12}C、^{16}O 的一些反应道产生的不同质量的粒子能谱。

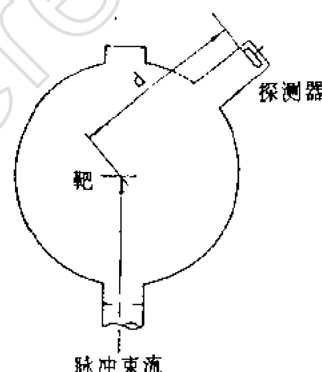


图 14.15　靶室示意图

实验结果表明，它们的主要性能如下：

(1)在一个相当大的能量范围内(几百 keV～10 MeV 或更高)能同时实现几种粒子的鉴别。如在本例中，α 粒子和^{3}H 的能量分别为 16.6 和 0.676 MeV，能量动态范围，即能正常工作的能区中，能量上限与下限之比，超过 20：1，并在^{6}Li，^{7}Li 等核的(d,x)反应中同时得到了八个或更多个反应道的截面数据。

(2)与通常的 $\Delta E-E$ 粒子鉴别系统(见下节)相比，它在低能部分有较好的性能。利用此特点，测到了^{7}Li(d,α)产生的 α 粒子连续谱，^{6}Li(d,α)产生的氘核连续谱以及^{7}Li(d,p_0)，^{7}Li(d,p_1)，^{7}Li(d,p_2)等低 Q 值反应。其中 p_0、p_1、p_2 是从不同能级发射的质子。

(3)本底较小，在有大量竞争粒子存在的条件下，能分析出截面小的反应道数据。例如，能从强的^{16}O(d,d)弹性散射中分析出^{16}O(d,α_1)反应数据，这两种反应出射粒子的能量很相近，但后一反应的截面要小得多。

该系统只能实现粒子的质量鉴别。对于质量数相同的粒子(例如^{3}H 和^{3}He)不能分辨。该系统的能量分辨率和时间分辨率还比较低。主要原因在于所用的加速器束流的能散度较大(～120keV)和束流脉冲的时间宽度较大(～7ns)。此后中国原子能科学研究院又在回旋加速器上建立了用飞行时间法鉴别粒子的在线三体谱仪[11]，以及对该谱仪的改进[12]，现已将回旋加速器上谱仪鉴别粒子的时间分辨率降低到<3ns。

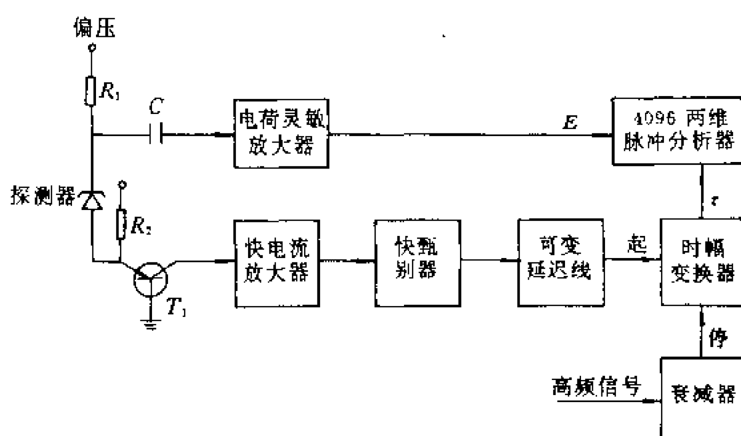


图 14.16　飞行时间方法的电子学线路方框图

三、定时探测器

在飞行时间方法中，给出飞行时间起始和终止信号的元件是定准飞行时间的关键元件，这种元件称为定时探测器。常用的定时探测器有以下几种：

1. 金硅面垒半导体探测器

在飞行时间测量系统中，常常用金硅面垒半导体探测器测量带电粒子的能量。一般也同时用它提供飞行时间的终止信号。

如果飞行时间的起始信号需要由探测器提供时，要求粒子穿过探测器，只在其中损失很少一部分能量。因而探测器的灵敏层应当很薄，粒子在"死层"中的能量损失应当可忽略。用金硅面垒半导体探测器提供起始信号的情况比较少，主要原因是这种探测器的厚度不能作得很薄，典型的厚度为 10μm，相当于 2.33mg/cm²，离子穿过时多次散射效应严重，影响测量结果。另外探测器很薄时，电容增大，使信噪比变差也影响定时。实际上一个好的定时探测器应当是：结电容小，电阻率低，全耗尽型并且在低温下工作和加上过偏压。

金硅面垒探测器对重离子的能量分辨率较差，另外沿重离子的径迹是很密集的等离子体，对它的浸蚀需要时间，使信号产生延迟，造成附加的定时不确定性。所以这种定时探测器主要用于能量较高，质量较轻的离子。对不同结构和不同类型的粒子得到的分辨时间为 100ps 到 400ps[13]。

2. 闪烁探测器

飞行时间的起始信号可以用塑料闪烁探测器提供。很薄的闪烁体（～100μg/cm²）就可以产生足够的闪光来触发光电倍增管，形成一个快起始信号。而很薄的闪烁体是容易作到的。这类装置的示意图如图 14.18 所示[14]。一个～100μg/cm² 的闪烁箔放在半球形反射镜的焦点上，当离子穿过闪烁箔时，发出闪光会聚在光电倍增管的光阴极上。光电倍增管的输出信号经过定时甄别器产生一个起始信号，使用反射镜是为了提高光收集效率。

这种探测器的定时特性可以近似的用下式表示：

$$\Delta t = \frac{\tau}{\sqrt{Ne}} \tag{14.16}$$

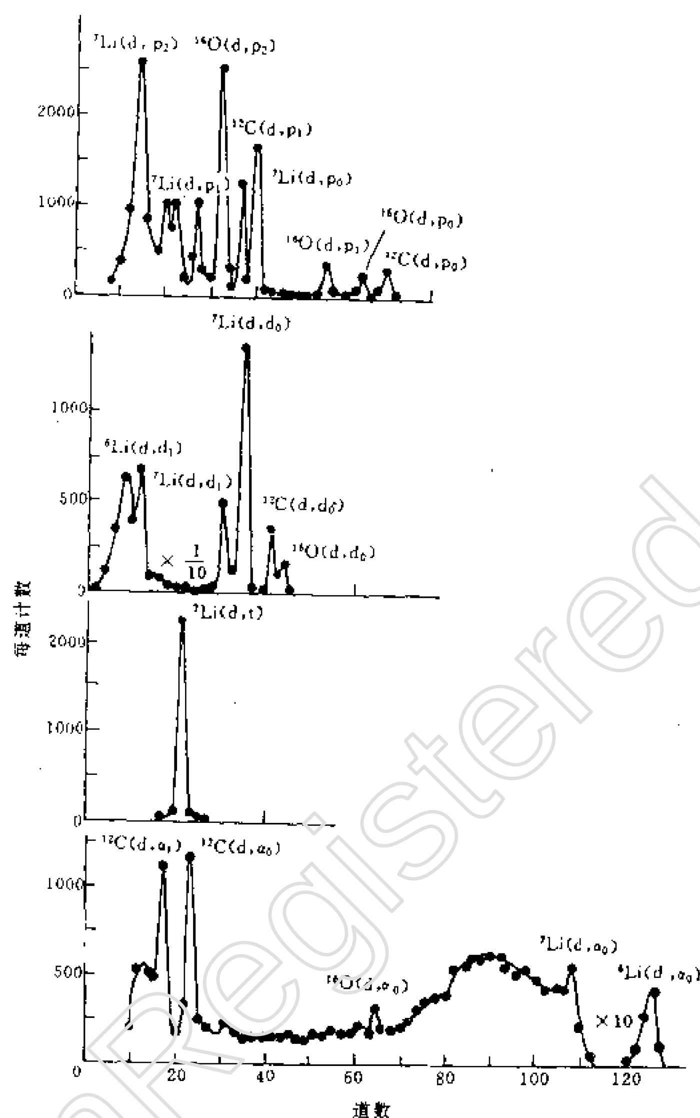


图 14.17　d+^{7}Li 反应产生的不同质量的粒子能谱

式中 τ 是闪烁体的发光衰减时间，Ne 是被探测的离子在光电倍增管中产生的光电子数。根据(14.16)式可以推断：

(1)Ne 必须尽量大。也就是说应选择光产额高的闪烁体，而且光的收集要好。

(2)τ 必须尽量小。

(3)光电倍增管应当有好的时间特性，而且放大倍数要足够大。

对于各种可用于这种装置的有机闪烁体的光产额，时间特性以及反射体的形状等在文献[14]中均有详细讨论。可供参考。这种探测器的时间分辨率与在闪烁箔中损失的能量有关。典型的分辨率为 500ps。

3. 次电子发射探测器

在闪烁箔定时探测器中，随着箔厚度的减小光输出也减少，使信号噪声比降低，从而限制了闪烁箔的最低厚度。利用离子穿过一个薄箔时发射的次级电子作定时信号，是个比较好的办法。因为只有在箔的最外层产生的次电子才能逸出箔，所以箔可以做得非常薄而不减少逸出的电子数。这就解决了由于能量损失和多次散射给定时探测器带来的问题。

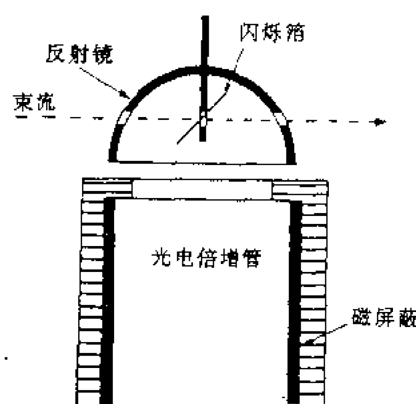


图 14.18　用塑料闪烁箔和光电倍增管作起始信号探测器的装置示意图

从箔内发出来的次电子产额与箔的类型、及其电离能有关，也与穿过离子的类型、速度和角度有关。每个能量为 6 MeV 的 α 粒子穿过碳箔时，大约产生 5～10 个电子，而每个裂变碎片，大约产生几百个电子。收集这些电子并利用它们产生定时信号的方法一般是先将次级电子加速到一定的能量再设法记录[15]。例如，使用“微通道板”探测器收集记录电子，并提供飞行时间起始信号，整个装置的示意图如图 14.19 所示[16]。此装置与离子束成 45°角，在箔中产生的低能电子被加速后在一个无电场的区域中漂移并撞击到微通道板上，在微通道板中倍增后，电子被阳极收集。此类装置典型的时间分辨率为 250ps。

使用微通道板拾取定时信号时应注意两点：①保持它的高真空度。可用钛泵或涡轮分子泵抽真空。以便尽量减少正离子反馈，从而提高倍增系数。②加在微通道板上的电压很高，一般为～1kV，其输出为大幅度的快脉冲信号，可以不用前置放大器，但需要选用特殊匹配的电缆输送定时信号。

目前使用微通道板的次级电子发射探测器是在重离子定时技术方面指标最高的一类。当用它给出重离子飞行时间的起始信号时，它的定时不确定性对质量分辨率的影响要比探测器的能量分辨率的影响小得多。这种装置的主要缺点是面积比较小。因为箔非常薄，面积大了不牢固，如果用一个栅网支撑箔，又要产生散射。

4. 其他定时探测器

(1)平行板雪崩探测器(PPAC)[17,18]。这种探测器的原理是当带电粒子穿过气体时在其中产生电子、正离子对。当电子向阳极漂移的过程中迅速倍增，形成雪崩，其中的电子在很短的时间内被阳极收集，形成一个快定定时信号。PPAC 有很好的定时性能(～200ps)，价格比较便宜，允许大立体角接收，还可以定位(位置分辨≈1mm)，辐射损伤小。其主要缺点是在离子经过的路径上放入相当厚的材料。

(2)惰性气体闪烁计数器(NGSC)。这种探测器有很好的定时特性，可以做得尺寸相当大。与 PPAC 有类似的问题，即在离子经过的路径上需要放入相当厚的材料造成离子能量损失和多次散射。

关于以上两种探测器较详细的综述和评论可参看文献[19]。

如果性能相同，当然是设备越简单越好。因此作为飞行时间的停止信号探测器，最好能同时给出定时信号和能量信号。所以面垒型半导体探测器是最常用的一种，除非是要求大立体角。对于大立体角，一个 PPAC 加上一个气体正比计数器测量能量，可能是最合适的设备。至于起始信号探测器的选择可以有更多的灵活性。表 14.2 中给出了重离子 TOF 系统用的定时

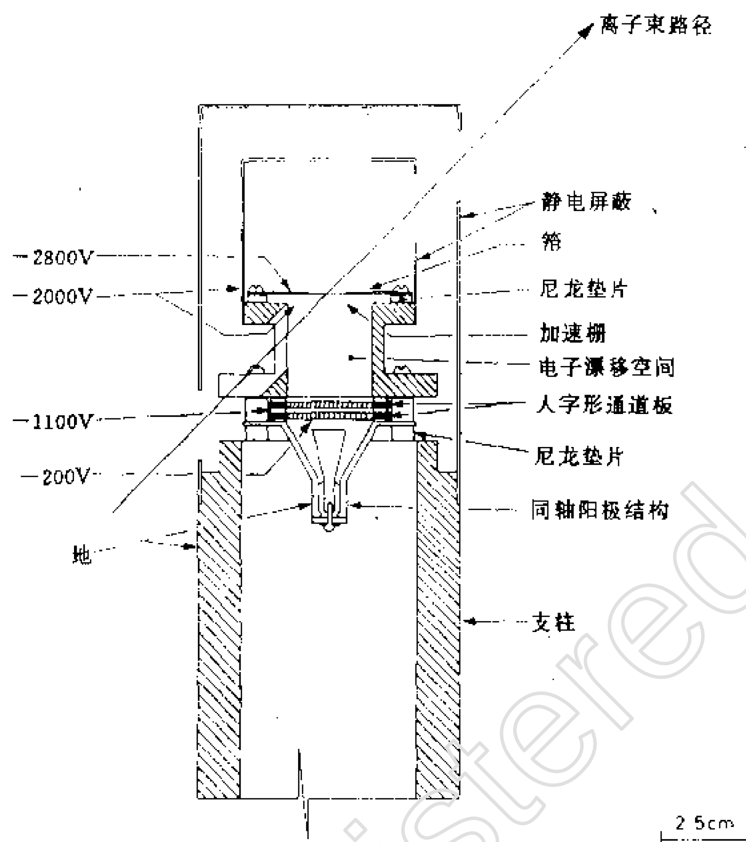


图 14.19 用微通道板作起始信号探测器的装置

探测器的特性[19]，可供选择时的参考。

表 14.2 重离子 *TOF* 系统用的定时探测器特性

定时信号来源	定时的最佳应用	典型的面积(cm²)	插入材料的典型厚度(μg/cm²)	时间分辨[(a)](ps)	有无位置灵敏
(1)面垒	停止	2-4	3×10⁵	≥150 (3)	无
(2)闪烁	起始	0.15	20	≥300 (1)	无
(3)MCP	起始	20	20	≥150 (1)	有
(4)PPAC	起始或停止	直到 10⁴	≥400	≥250 (3)	有
(5)NGSC	停止或起始	25	≥250	≤200 (3)	有

(a)在 *TOF* 系统中的分辨时间，是与括弧中的另一种探测器组合得到的.

只用飞行时间方法很难在一个宽的能量范围内清楚地分辨出 $\Delta M/M \leqslant 1/60$ 的粒子。如果同时加上能量分辨率很高的磁分析，性能就可以大为提高。

第三节　探测器望远镜方法

探测器望远镜是指由两个或多个探测器组成的测量系统。这种系统只接受一定方向、一定立体角入射的带电粒子，就像望远镜观测某个方向那样。最简单的探测器望远镜包括两个探测器。待测粒子穿过第一个探测器，停止在第二个探测器中。第一个探测器很薄，称为通过探测器(passing detector)或透射探测器(transmission detector)，也叫 ΔE 探测器。第二个探测器的厚度应大于待测粒子在其中的剩余射程，称为停止探测器(stopping detector)，也叫 E 探测器。

一种简单的探测器望远镜系统如图 14.20 所示。从 ΔE 和 E 探测器输出的信号，经过适当的放大后，一路输至快符合电路，选出既穿过 ΔE 又达到 E 探测器的粒子，以剔除噪声和某些本底。另一路经过单道脉冲幅度分析器，选出符合待测粒子能量的脉冲。这样，从慢符合电路输出的脉冲就是在时间和能量上都符合要求的信号。用此信号去打开两个线性门。从两个线性门输出的信号一路进入加法电路，相加后得到待测粒子的总能量信号。另一路进入鉴别器。在理想的情况下，这个鉴别器可以输出一个幅度只与粒子的类型有关而与粒子能量无关的信号。

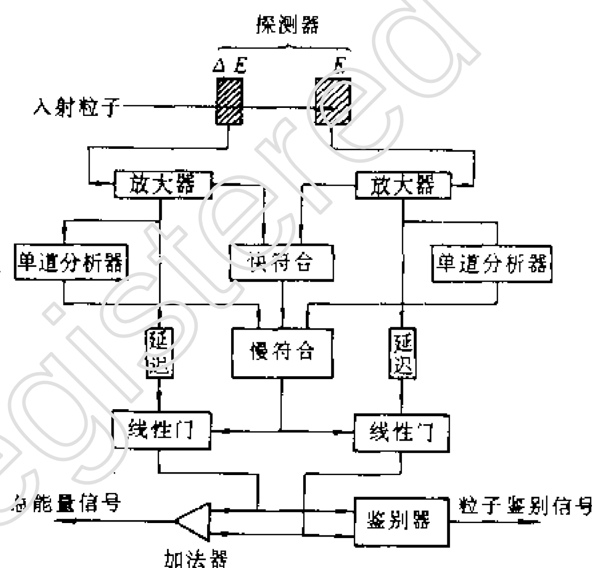


图 14.20　探测器望远镜系统方框图

一、工作原理

从探测器望远镜得到鉴别信息有两种基本的方法：一种是基于 Bethe-Blocle 能量损失率公式，另一种是基于粒子的射程与能量关系的经验公式。

1. 基于 Bethe-Block 公式的粒子鉴别方法

(1)鉴别关系式．离子穿过物质时因电离作用造成的能量损失率，可以用 Bethe-Block 公式描述。在非相对论区，Bethe-Block 公式可以简化为以下形式

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X}=C\left(\frac{Z_e}{v}\right)^2\ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) \qquad (14.17)$$

式中 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$ 是能量损失率；C 是一个与吸收体有关而与离子无关的参数；v 是离子的速度；m 是电子的质量；I 是吸收体原子的平均电离电位，$I\approx 12\,Z_A eV$，Z_A 是吸收体的原子序数；Z_e 是离子的有效电荷，即以电子电荷为单位的均方根电荷，对高速运动的轻离子，$Z_e=Z$，Z 是离子的原子序数。在非相对论区，$E=\frac{1}{2}Mv^2$，(14.17)式可以化为

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X}=B(\frac{Z^2M}{E})\ln(\frac{bE}{M}) \tag{14.18}$$

式中，B 和 b 是与离子无关的常数，M 是离子的质量，E 是它的能量。

如果能量为 E 的离子在厚度为 t 的透射探测器中只损失很少一部分能量 ΔE，即 $\Delta E \ll E$，则(14.18)式中的 $\mathrm{d}E$ 可用 ΔE 代替，$\mathrm{d}X$ 可用 t 代替。如果离子又是全剥离的，即 $Z_e=Z$，并且忽略对数项随离子能量的慢变化，从(14.18)式可得

$$E\Delta E \infty MZ^2 t \tag{14.19}$$

对固定的 ΔE 探测器，t 是常数，故有

$$E\Delta E \infty MZ^2 \tag{14.20}$$

这是最简单的鉴别关系式。测量离子的 E 和 ΔE 就可以知道它们的 MZ^2 值。

关系式(14.20)是很粗略的，一般还要进行两个修正：

(1)考虑到 Bethe-Block 公式中的对数项，对给定的离子乘积 $E\Delta E$ 并非常数，而是随离子的能量降低而减小。为了对此进行修正，通常是对 $E\Delta E$ 加上一个正比于 ΔE 的项即，$(E+k_0)\Delta E \infty MZ^2$，$k_0$ 是可调参数，在实验中调节它使粒子鉴别效果最佳。

(2)在某些情况下离子在透射探测器中损失的能量并不满足 $\Delta E \ll E$，对此也需进行修正，需引入另一个可调参数 k_1。最后的鉴别关系式为

$$(E+k_0+k_1\Delta E)\Delta E \infty MZ^2 \tag{14.21}$$

可见只要确定了$(E+k_0+k_1\Delta E)\Delta E$就可求出相应的 MZ^2。

(2)实例。中国科学院上海原子核研究所根据 Bethe-Block 公式的粒子鉴别原理作了一个轻带电粒子鉴别器[20]。ΔE 探测器采用 91μm 厚的全耗尽面垒型 Si 探测器，对出射质子的能量损失约为 1%～3.5%；对出射氘为 1.6%～2.2%。E 探测器用厚度为 3mm 的高阻硅面垒探测器及厚度为 5mm 的 Si(Li)探测器。考虑到测量的 p、d 粒子能量较高，ΔE 探测器厚度较薄，不必进行修正，采用了(14.20)式的鉴别关系。电子学线路的框图见图 14.21。粒子穿过 ΔE 停止在 E 探测器中。从 ΔE 和 E 探测器输出的能量信号经放大后在相加器 I 中相加，得总能量信号 E_T（如果需要修正时可在这里进行调节），它与 ΔE 信号相乘并放大后输给二维分析器作为 MZ^2 信号。经放大后的 ΔE 和 E 信号在相加后作为总能量信号 E_T 送给两维分析器。得到的 p、d 的鉴别谱如图 14.22 所示。

2. 基于射程-能量关系式的粒子鉴别方法

(1)鉴别关系式。基于 Bethe-Block 能量损失率公式的鉴别方法要求 $\Delta E \ll E$，否则就需要

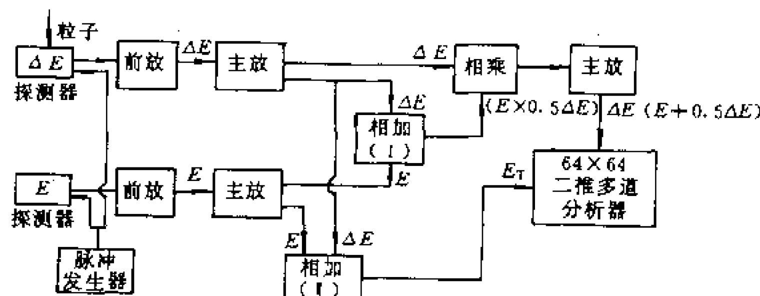


图 14.21　利用 Bethe-Block 公式的粒子鉴别器的电子学线路方框图

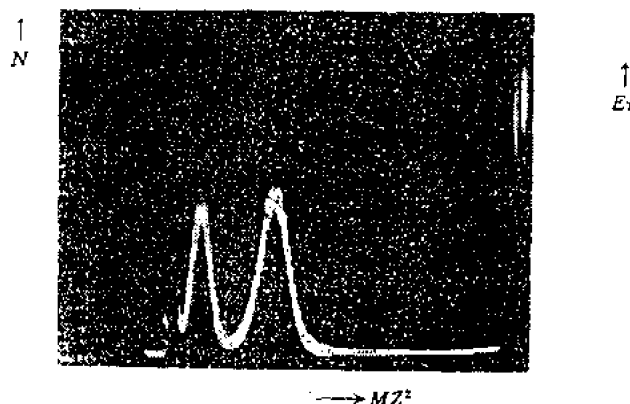


图 14.22 p 与 d 的鉴别谱

修正并引入调节参数，造成麻烦。这个要求在粒子能量较低，特别是离子的质量较重时很难满足。

如果需要测量的量不是能量损失率，而是离子穿过一定厚度的物质时总的能量损失，就不必要求 $\Delta E \ll E$。基于射程-能量经验关系式的方法就属于这一类。

在一定的能量范围内，离子的射程与能量之间的关系可用下式描述

$$R = aE^b \tag{14.22}$$

其中，a 是一个与离子类型有关的参数，粗略地等于 $1/(MZ_i^2)$；b 是一个常数，大约等于 1.7。如果一个能量为 $E+\Delta E$ 的粒子在透射探测器和停止探测器中损失的能量分别为 ΔE 和 E，透射探测器的厚度为 t，则根据射程与能量关系有

$$R + t = a(E + \Delta E)^b \tag{14.23}$$

从(14.22)式和(14.23)式可得

$$t = a(E + \Delta E)^b - aE^b \tag{14.24}$$

即

$$t/a = (E + \Delta E)^b - E^b \tag{14.25}$$

将 $a=1/(MZ_i^2)$ 代入(14.25)式则

$$tMZ_i^2 = (E + \Delta E)^b - E^b \tag{14.26}$$

如果 $Z_i = Z$，则可根据(14.26)式确定离子的 MZ^2 值。(14.26)式就是基于射程-能量关系的粒子鉴别关系式。在这个式子中没有需要实验调节的参数，用起来比较方便。对 ΔE 探测器厚度的要求不像前一种方法那么严格，这些优点使它比前一种方法的应用更为广泛。

(2)实例。根据(14.26)式实现离子的鉴别，需要从探测器输出的 E 和 ΔE 信号得到$[(E+\Delta E)^b - E^b]$的信息。图 14.23 是执行这种变换的框图[21]。图 14.23(a)是从 E 形成 E^b 的指数函数发生器。图 14.23(b)是电子学鉴别线路的框图。从 ΔE 探测器来的信号经过一个线性门后在加法电路中与从 E 探测器来的信号相加。线性门受定时脉冲控制，使 ΔE 信号比 E 信号晚一些进入加法器，因此加法器输出一个阶梯形脉冲。阶梯两段的幅度分别为 E 和 $E+\Delta E$，经过函数发生器后，E 变为 E^b，$E+\Delta E$ 变为$(E+\Delta E)^b$，然后用取样器将这两个阶梯之差取出，即取样

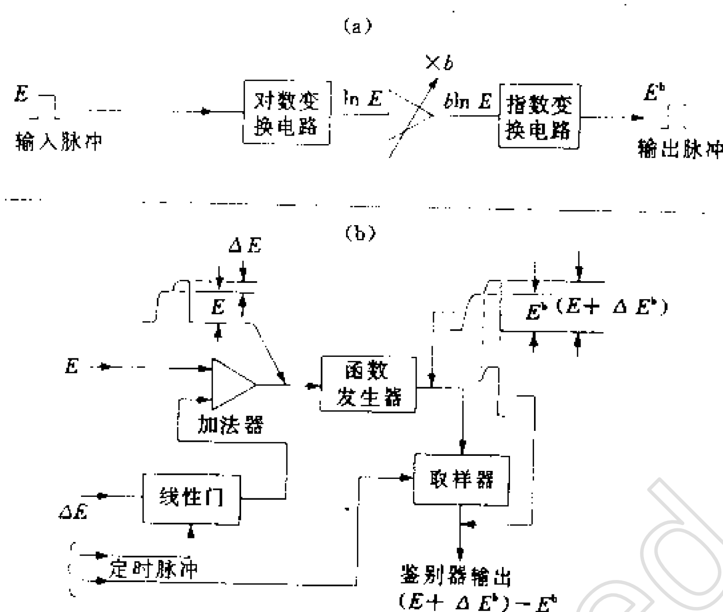


图 14.23 利用射程能量关系鉴别器的方框图

(a)指数函数发生器(b)鉴别电路

器的输出为[$(E+\Delta E)^b-E^b$],它正比于离子的 MZ^2 值,这就是离子的鉴别信号。利用这个鉴别系统得到一组实验结果如图 14.24 所示。横轴是鉴别器输出脉冲幅度所对应的多道脉冲幅度分析器的道数,纵轴是计数率。

上面的例子是用硬件实现粒子鉴别的一种方法。也可以把各种信号按事件(event by event)记录在磁带上,然后在计算机上作离线分析。用硬件进行鉴别的优点是只将感兴趣的事件记录下来,使数据量大为减少,使离线处理的工作很方便。用后一种方法的优点是将所有的信息都记录下来了,可作更细致更精密的处理。例如可令指数 b 随粒子的能量略微有些变化,对脉冲的堆积效应作某些修正等等,因而可以得到更好的结果。这对研究大量事件中的稀有事件时特别有价值。

二、探测器

从上面的叙述可知,两种鉴别粒子的方法都是通过 ΔE 和 E 探测器的能量信号得到粒子的 MZ^2 值。因此准确地测量粒子在两种探测器中损失的能量以及探测器的能量分辨率对鉴别粒子起着关键作用。测量能量的最佳探测器不但与粒子类型有关,还与粒子的能量有关。在实验研究中除了对能量特性的要求外,根据测量对象的特点往往对探测器还有其他方面的要求。例如,当待鉴别的粒子强度很低时,要求接受粒子的立体角足够大,这就对探测器的面积提出了要求。又例如,在用探测器望远镜鉴别粒子时往往还同时利用飞行时间方法进行鉴别,这就要求探测器除了提供能量信号外还提供时间信号。下面将就 ΔE 和 E 探测器的选定分别进行讨论。

1. ΔE 探测器

目前常用的 ΔE 探测器有两类：硅探测器和气体探测器。为满足待鉴别的粒子只在 ΔE 探测器中损失一小部分能量，对射程较长的粒子，能量稍高的轻粒子或高能重离子多采用硅探测器，对能量不太高的重离子一般采用气体探测器。不论是何种探测器均需有很薄的入射窗和出射窗，即粒子在其中损失的能量可忽略。

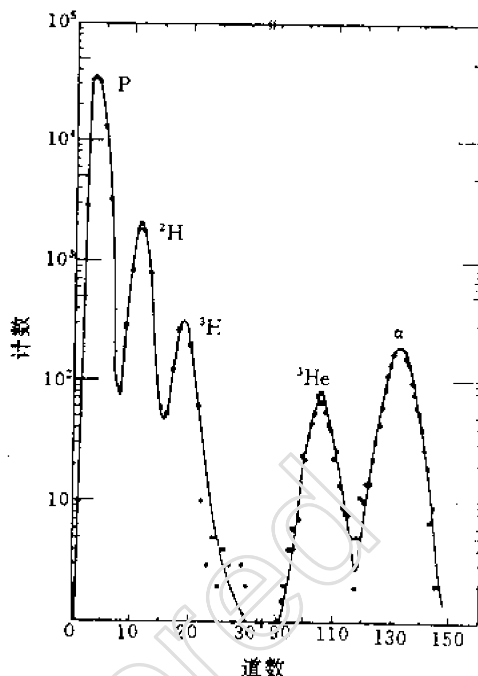


图 14.24 用硅 ΔE-E 探测器望远镜得到的鉴别粒子谱

硅探测器可以用面垒型的或离子注入型的以便使死层足够薄，一般小于 0.25μm。不论是那种半导体 ΔE 探测器都必须是全耗尽型的，并且加上过偏压，这样其时间特性比较好。图 14.25 给出了轻带电粒子在硅中的射程能量关系[22]。用它可以估算对 ΔE 和 E 探测器的灵敏区厚度的要求。

当鉴别重离子时要求更薄的 ΔE 探测器。例如，要鉴别 100 MeV 的氧离子，它在硅中的射程为~200μm，ΔE 探测器的厚度可选~15μm。对更重或能量更低的离子就要求用更薄的 ΔE 探测器。很薄的硅探测器有以下几个问题：①处理很薄的(≤10μn)硅片十分困难；②很难作到厚度均匀，例如一般不均匀性都大于 0.1μm；③典型的死层

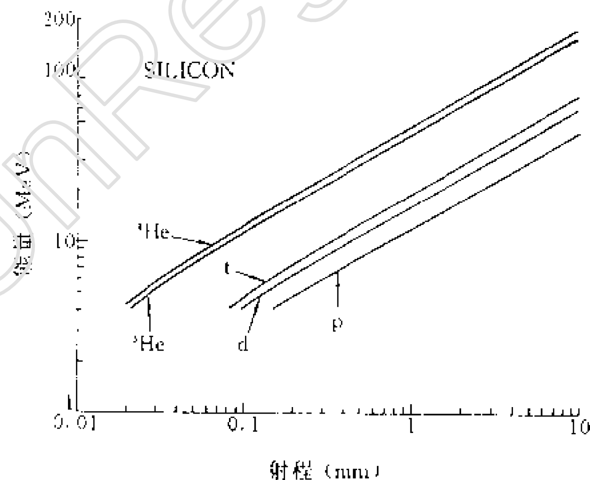


图 14.25 轻带电粒子在硅中的射程能量曲线

厚度在 0.1～0.25μm 硅当量，当探测器的厚度比 10μm 小许多时，死层厚度的影响就太大了。因此鉴别重离子时用气体探测器更好。使用气体探测器时可以避免以上缺点，并且还有其他一些优点：

(1)改变探测器充气的气压也就改变了 ΔE 探测器的厚度,用起来很方便。

(2)气体探测器厚度的均匀性可好于 1%,这是很薄的半导体探测器难于达到的。

(3)对重离子气体电离室的能量分辨率要比半导体的好。

(4)在重离子实验中,硅探测器的辐射损伤是个严重问题,而气体探测器则无此问题。

ΔE 气体探测器也必须有一个窗,窗很薄时不能做得太大,大了耐压不够,否则需要一些金属丝支撑,这些都会对鉴别性能造成一定的影响。此外,气体探测器的时间性能较差。如果同时作飞行时间测量,还需要用平行板雪崩室给出时间信号。

2. E 探测器

E 探测器与一般测量能谱用的探测器的要求相同。对轻离子,要求 E 探测器的灵敏区厚度较厚,常用 Si(Li)探测器或用高阻硅制成的面垒型探测器。硅探测器厚度的上限约为 5mm,这接近于 30 MeV 质子的射程。对于射程更长的粒子可将几个硅探测器组合起来用,也可以用高纯锗,其厚度可达 1.5cm。锗探测器主要缺点是必须在低温下使用。

为了克服半导体 E 探测器因厚度不足给测量能量较高的出射粒子带来的困难,可以用

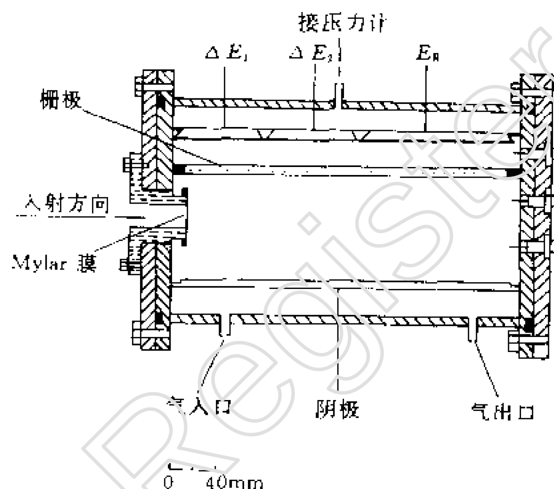


图 14.26 电离室 $\Delta E-E$ 探测器的结构示意图

CsI(Tl)晶体当作 E 探测器[9],CsI(Tl)晶体有好的能量分辨率且能量非线性较小。

当测量能量不太高的重离子时,E 探测器也可以用气体探测器,图 14.26 给出了一个例子[23]。粒子通过直径 12mm 的 Mylar 膜进入气体电离室。电离室由三个分开的阳极、屏栅极和阴极组成。前面两个阳极与阴极、栅极一起构成两个 ΔE 探测器(ΔE_1,ΔE_2),第三个阳极与阴极、栅极一起构成 E 探测器。阳极板的宽度为 120mm,其长度(粒子入射方向)分别为 60mm,60mm 和 120mm。阴极板宽为 120mm,长 242mm。栅极用直径 80μm 的镀金钨丝制作,丝的间距为 1mm。栅极至阳极的距离为 14mm,至阴极的距离为 40mm。电离室充 Ar 和 10%CH_4 混合气体。为了保持气体的新鲜和气压的稳定,工作时采用流气式。气压的稳定由气体进出口的两个针阀进行调节。电离室的工作参数为:气压 2.13×10^4Pa,阳极电压 400V,栅极电压 200V,阴极接地。用 $E_\alpha=5.48$ MeV 的 ^{241}Am α 源经 ϕ1mm 的限制光栏进入电离室。测得 ΔE_1,ΔE_2 和 E 的能量分辨率分别为 3.4%,3.1%和 5.5%。

3. 荧光迭层探测器

荧光迭层探测器(phoswich*),最初设计是在50年代,后来被半导体探测器所取代。虽然这种探测器的能量分辨率较差,但有重要的优点:可作成小巧、紧凑型;对辐射损伤不灵敏;不需要复杂的电子学仪器;价格比较便宜。特别适于作成4π多探头系统。对重离子反应中弱反应道的研究提供了有力的工具。所以在80年代以后有了很大的发展。

这种探测器由两种闪烁体组成,一种荧光脉冲的衰变时间很短,另一种衰变时间很长。两种闪烁体紧密结合(光接触)在一起,通过一个光电倍增管收集光脉冲。在80年代初期快闪烁体用塑料闪烁体当作 E 探测器,慢闪烁体用无机闪烁体(CaF_2(Eu))作为 ΔE 探测器。80年代中期研制成功了长衰变时间的塑料闪烁体(BC444 或 NE115),由于有以下优点,很快取代了 CaF_2(Eu),其优点是:

(1)便于机械加工。

(2)快、慢两种闪烁体的折射系数相同,容易提供理想的光耦合。

(3)薄的 ΔE 闪烁体用快闪烁体,有很好的定时特性。

近年来的荧光迭层探测器一般由快塑料闪烁体(NE102A 或 BC412,荧光产额较高),当作 ΔE 探测器,慢闪烁体当作 E 探测器。当一个粒子穿过两个闪烁体时,光电倍增管的输出信号

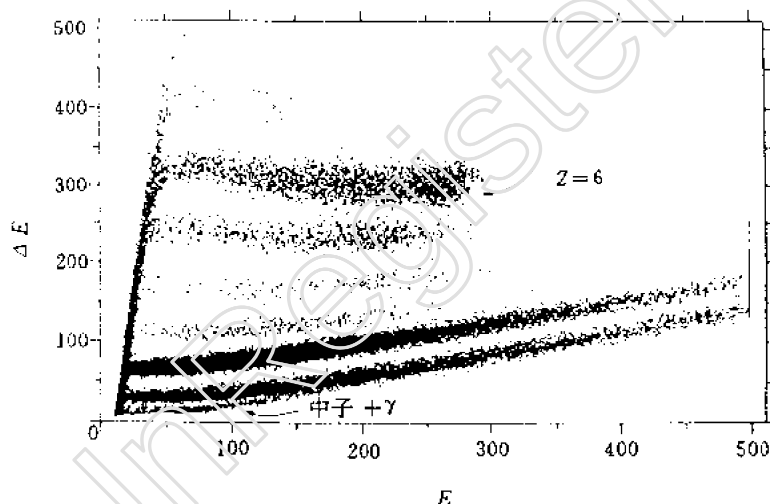


图 14.27 用 phoswich 测到的粒子鉴别谱

有两种成分,被两种闪烁体发射的荧光 ΔL 和 L 通过两种不同时间的积分电荷得到。从而得到相应的 ΔE 和 E,类似于脉冲形状甄别中的比较法。门的宽度根据脉冲形状来选择,短门一般在20～70ns之间,长门一般在600ns以上。下面是闪烁荧光迭层望远镜探测器的一个例子[24]。ΔE 探测器是0.1mm厚的NE102A,E 探测器是厚为10mm的NE115或BC444。为了完善光耦合,两种闪烁体在大约100℃条件下热压在一起。闪烁体的直径为20mm,直接光耦合到光电倍增管(RT CXP 1911)上。整个探测器系统用了16组 $\Delta E-E$ 荧光迭层探测器。覆盖～25%的

* phoswich=phosphor sandwich

立体角。能量为 10.6 MeV 的^{12}C离子轰击 1.25mg/cm^2 厚的^{27}Al靶时产生的电荷数 Z 从 1 至 8 的粒子以及 γ 射线和中子，就是用该探测器鉴别的。ΔE 探测器的厚度决定于低能边，2.3 MeV 的质子和 8.9 MeV 的 α 粒子。图 14.27 是用该探测器测到的粒子鉴别谱。从图上可以看到，对 $Z=1$ 到 8 的粒子可以清楚地分辨。

三、鉴别能力

为了鉴别粒子，要求鉴别器输出信号的幅度仅取决于粒子的质量和电荷。实际上，只是对一定的能量范围才能做到这一点。这个能量范围就是探测器的动态范围。下面讨论都是指探测器望远镜的动态范围内的情况。

一个探测器望远镜鉴别粒子的能力，也就是它的分辨本领，与测量 MZ^2 值的准确度有关。鉴别轻粒子和鉴别重离子对 MZ^2 准确度的要求不同。因为轻粒子的 MZ^2 值彼此的相对差别大，而比较重的离子彼此的相对差别就小得多。表 14.3 给出了一些较轻粒子的 MZ^2 值。从表 14.3 可见对轻粒子，例如质子、氘核、氚核、^3He 和 α 粒子，它们的 MZ^2 值分别为 1、2、3、12 和 16，彼此的相对差别很大。而且，除了能量很低的情况外，这些粒子都是全剥离的，它们所带的电荷 Z_e 等于它们的原子序数 Z，很容易鉴别。而对重一些的粒子，例如^{13}B 的 MZ^2 值为 325，9C 的 MZ^2 值为 324，彼此的相对差别只有～0.3%。而且离子所带的电荷不一定等于 Z，鉴别起来就困难多了，往往需要与其他方法结合起来才能唯一地确定离子的性质。

MZ^2 值的测量准确度，由 ΔE、E 探测器输出信号幅度的涨落和误差决定，也就是与探测器的能量分辨率和测量能量的准确度有关。对于几种常用的探测器，引起输出脉冲幅度涨落的原因已在探测器的有关章节中讲过。这里再结合粒子鉴别过程中引起脉冲幅度涨落的一些特

表 14.3 轻离子的 MZ^2 值

质量数	H	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
	Z→1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	1									
2	2									
3	3	12								
4		16								
5										
6		24	54							
7			63	112						
8		32	72	128	200					
9			81	144	225	324				
10				160	250	360				
11				176	275	396				
12				192	300	432	588			
13					325	468	637			
14					350	504	686	896		
15					375	540	735	960		
16						576	784	1024	1296	
17						612	833	1088	1277	1700
18						648	882	1152	1458	1800
19							931	1216	1539	1900
20							980	1280	1620	2000
21									1701	2100
22									1782	2200
23										2300
24										2400

殊问题，作进一步阐述。

1. ΔE 探测器输出脉冲幅度的涨落

除了影响 ΔE 探测器输出脉冲幅度涨落的一般因素外，鉴别重离子时以下问题变得严重。

(1) *ΔE 探测器厚度的不均匀*。这里所说的不均匀，不仅指尺寸上的不均匀，而且包括对离子响应上的不均匀。即离子从探测器的不同位置穿过时，损失的平均能量不同，因而输出脉冲的平均幅度也就不一样。显然，探测器越薄，厚度不均匀性的影响也就越大。这往往是薄 ΔE 探测器输出脉冲幅度涨落的主要来源。

(2) *重离子穿过 ΔE 探测器时，电荷态的涨落*。对于较重的离子，只有当能量很高时才是全剥离的。离子越重，这个能量越高。一般重离子所带的电荷 $Z_i \leqslant Z$。重离子穿过 ΔE 探测器时，Z_i 的涨落就会引起在其中能量损失的涨落，这种涨落，对鉴别器的输出信号会造成相当大的离散。

(3) *在 ΔE 探测器中，离子与电子相互作用的涨落*。离子穿过 ΔE 探测器时，与探测介质中的电子发生相互作用。不论是相互作用的次数还是在每次相互作用中能量交换的多少都是有涨落的。在很薄的 ΔE 探测器中，离子与电子相互作用的次数很少。个别作用过程中交换能量的涨落相当重要。偶尔一次特别大的能量交换就会造成离子在 ΔE 探测器中能量损失过大。由于这类过程，使能量损失分布曲线出现高能尾巴。

(4) *硅 ΔE 探测器的沟道效应*。当离子沿某个方向入射时，在 ΔE 探测器中的能量损失率特别小，这就是沟道效应引起的。一些生产 ΔE 探测器的厂家，为了尽量减小沟道效应，在切割晶体时是沿某个特殊的角度进行的。

2. E 探测器输出脉冲幅度的涨落

当鉴别重离子时，造成 E 探测器输出脉冲幅度的涨落，除了一般因素外，还有以下两方面需要注意：

(1) *核碰撞引起的涨落*。在 E 探测器中，靠近离子径迹的末端，能量变得很低，核碰撞引起的能量损失(它不产生电离)变得重要。特别是当离子俘获电子，变成中性以后，能量损失全部是核碰撞引起的。核碰撞引起的能量损失是个统计过程，因而会引起谱线的展宽。在一级近似的情况下，核碰撞使谱线展宽可由下式给出：

$$\mathrm{FWHM} = 0.7Z^{1/2}A^{4/3} \tag{14.27}$$

FWHM 以 keV 为单位，对质子仅为 0.7 keV，一般可以忽略。然而对于重离子，例如 $Z=10$，其 FWHM 值就超过 100 keV 了。对于那些刚刚穿过 ΔE 探测器，只在 E 探测器中损失很少能量的离子来说，这个展宽的影响就很大了。

(2) *脉冲高度亏损效应*。由于核碰撞或密集等离子体的复合，会使输出脉冲幅度变小。这就是脉冲高度亏损。它造成能量和幅度的非线性关系，也会引起信号幅度的涨落。

随着在 E 探测器中损失能量的增加，信号幅度增大，脉冲高度亏损效应相对地变小。所以可通过只选择在 E 探测器中产生的信号大于某个阈值的那些信号，来降低 E 探测器输出信号幅度的相对涨落。

一个探测器望远镜输出信号幅度的涨落大约有百分之几。当离子在 ΔE 探测器中损失能量很小，或者是探测很重的离子时，涨落还要大。只用一个简单的 ΔE、E 望远镜往往不能进行有效的鉴别。因此发展了多重望远镜系统。

四、多重探测器望远镜系统

对于中能区(10～100MeV/u)以上的重离子反应,出射产物的粒子种类多,粒子多重性增加,能量动态范围宽,开放的反应道多,所以在探测技术上需要进行多参数、大量程(能量范围及粒子种类)的粒子探测器或多重探测器望远镜系统。

为什么多重探测器望远镜系统有更强的鉴别能力呢?可用三重探测器望远镜系统来说明。它包括两个 ΔE 探测器和一个 E 探测器。粒子穿过两个 ΔE 探测器后停止在 E 探测器中。分别在其中产生 ΔE_1、ΔE_2 和 E 信号。根据射程-能量关系式的鉴别方法,对探测器的输出信号作两种处理:一种是把 ΔE_1 当作 ΔE 信号,E 还是 E 信号,另一种是把 ΔE_2 当成 ΔE 信号,(ΔE_1+E) 当成 E 信号。参照(14.26)式可得:

$$(E+\Delta E_1)^b - E^b = t_1 M Z_e^2 \tag{14.28a}$$

$$(E+\Delta E_1+\Delta E_2)^b - (E+\Delta E_1)^b = t_2 M Z_e^2 \tag{14.28b}$$

其中 t_1、t_2 分别为 ΔE_1 和 ΔE_2 探测器的厚度。对同一种粒子,两种处理方法所形成的鉴别器输出脉冲幅度的比值为 t_1/t_2。考虑到探测器输出脉冲幅度的涨落,这个比值也会有涨落。但是对一种特定的粒子在 ΔE_1 和 ΔE_2 中形成的脉冲幅度都向同一方向,以某一特定比值偏离正常值的概率很小。例如,ΔE_1 信号幅度偏离正常值 ΔV_1 的概率为 10%,ΔE_2 信号幅度偏离正常值 ΔV_2 的概率也是 10%,那么,ΔE_1、ΔE_2 同时这样偏离的概率只有 1%。如果设法把上面提到的两种处理方法的鉴别器输出脉冲幅度的比值与 t_1/t_2 相差过大的事件去掉,就可以在不太影响效率的情况下大大改善鉴别效果。

中国科学院近代物理研究所研制的一种新型的大量程探测器望远镜[25]是一个很好的例子。探测器由一个平行板雪崩探测器(PPAC),一个电离室(IC)和一个塑料闪烁体荧光迭层探测器(phoswich)组成。如图 14.28 所示。

PPAC 的有效直径为 80mm,电极为 2.5μm 厚的镀银 mylar 膜,工作气体为异丁烷,气压为 3 kPa,工作电压为 900V。两块保护窗安装在两电极的外侧,保护窗和电极之间充有和灵敏区内气压相同的同种气体,以保持两电极绝对平行。窗的外面用直径为 300μm 的网状钢丝支撑。该 PPAC 用于给出时间信号以进行飞行时间测量。第二个探测器是一个具有纵向电场的透射型电离室,给出重碎片的 ΔE 信号。该电离室直径为 100mm,深度为 60mm,两窗为 ϕ80mm 厚 2.5μm 的镀铝 Mylar 膜,同时当作电极。阳极工作电压在 500～1000V 之间,气压为 20～40kPa 的异丁烷或异丁烯等。

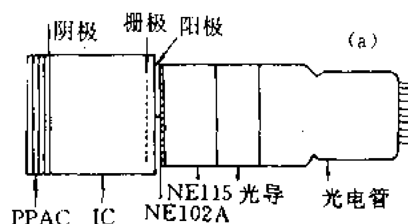


图 14.28　大量程粒子望远镜结构示意图。

第三部分为一个厚 1mm 的 NE102A 快塑料闪烁体,相对蒽的发光效率为 65%,光衰变时间常数为 2.4ns。用作轻粒子 ΔE 探测器,并可作时间测量。

第四部分为一个厚 30mm 的 NE115 慢闪烁体[26],相对蒽的发光效率为 25%,光的衰变时间常数为 375ns。当作 E 探测器。

两部分塑料闪烁体构成一个 phoswich,其光输出用一支光电倍增管 EMI 9821 B 同时读出后,用快慢两个门将光输出的快、慢成分分别选出,用两个电荷-数字转换器(QDC)分别进行

积分后得到对应于 ΔE 和 E 的两个光输出信号 ΔL 和 L。电子学线路如图 14.29 所示。快门选用 50ns，慢门选用 900ns。由于 CAMMAC-QDC 最大电荷积分量的限制，输入的脉冲幅度受到一定限制，为了得到较好的粒子分辨，光电倍增管的高压加得比较高（－1550V），但脉冲进入慢门控制的 QDC 之前幅度衰减到 1/3。

对以上探测系统用 96 MeV $^{16}O+^{51}V$ 所得到的反应产物进行了调试，数据用 MOEDASI 数据获取系统进行了在线获取。得到的电离室和闪烁体总输出的二维谱如图 14.30 所示。从图可以看出，这种探测系统对从 α 粒子到氧核给出了很好的分辨。

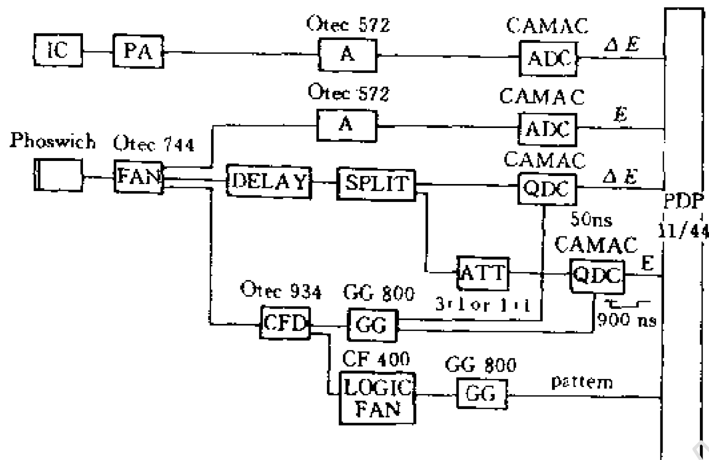


图 14.29 电离室和 Phoswich 调试时的电子学线路
IC：电离室，A：主放，DELAY：延迟，ADC：幅度数字转换器，
CFD：恒分甄别器，ATT：衰减器，LOGICFAN：逻辑扇入扇出器，
PA：前放，FAN：线性扇入扇出器，SPLIT：信号分路，
QDC：电荷数字转换器，GG：门产生器

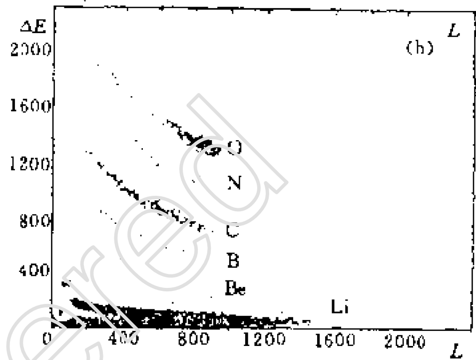


图 14.30 电离室和 Phoswich 组成的重碎片望远镜给出的 ΔE-L 谱

该探测器的各部分可以进行灵活的组合，也可以单独使用。例如令电离室为 ΔE_1 探测器，快塑料闪烁体为 ΔE_2 探测器，慢塑料闪烁体为 E 探测器等。

根据实验测量的需要研制了各种各样的多重探测器望远镜系统，这里不再一一介绍。

探测器望远镜的一个重要缺点是为了避免弹性散射粒子引起过载，需要限制束流强度，这就使低产额的反应产物很难探测。磁分析方法可以避免这个问题。

第四节 磁分析方法与组合粒子鉴别系统

一、磁分析方法

动能为 E 的带电粒子在磁场中会受到磁偏转：

$$\left(\frac{M}{Z_e}\right)\left(\frac{E}{Z_e}\right) = \frac{1}{2}(B\rho)^2 \qquad (14.29)$$

式中 M 和 Z_e 分别是粒子的质量和有效电荷。$B\rho$ 是相应的磁刚度。如果测出粒子的能量和 $B\rho$

值就可以得到 M/Z_i^2，当 $Z_i=Z$ 时利用 M/Z^2 就可以鉴别粒子。

用磁分析器鉴别粒子有几个优点：

(1)利用磁分析器的聚焦特性，可把各种核反应产物在空间上分开，去掉干扰粒子，克服干扰粒子引起的探测器过载问题，从而可以使用很强的离子束流，以便测量反应截面很小的产物。另一方面可以测量与入射束流成很小角度的方向上的反应产物。

(2)磁分析器的聚焦作用可以增加靶到探测器的距离而不减小立体角(基本上不降低测量效率)，这对同时测量飞行时间是很有利的。

这种鉴别方法存在的主要问题是：①当粒子有相同或很接近的 M/Z^2 时，例如 $^{4}Li^{2+}$ 和 $^{9}Li^{3+}$；$^{14}B^{5+}$ 和 $^{9}Be^{4+}$ 等。②对同量异位素并且带有相同的电荷时，例如，$^{15}O^{7+}$，$^{15}N^{7+}$ 等就无法分辨了。还需要与其他方法结合才能进行鉴别。

二、探测器望远镜与飞行时间方法的组合

前面讲到的几种鉴别粒子方法，即飞行时间法，探测器望远镜法和磁分析法，不论单独使用那一种方法，鉴别质量较大的核素都比较困难。随着重离子物理的发展，对重离子的鉴别提出了越来越高的要求，这就发展起来了两种或两种以上的方法相组合的鉴别方法。在组合方法中可以同时分析离子的电荷 Z，质量 M 和能量 E，大大提高了鉴别能力。组合方法可以是各种各样的，可参考文献[27,19]，这里只介绍一种典型的探测器望远镜与飞行时间方法的组合。

从表 14.3 可见，同一种元素的各个同位素的 MZ^2 值相差还是比较大的，容易区分。但是相邻元素的各个同位素的 MZ^2 值，往往彼此重叠。幸好，具有类似 MZ^2 值的不同元素的质量相差比较大。所以把探测器望远镜方法(它可以提供 MZ^2 值)与飞行时间方法(它可以提供 M 值)结合起来，就可以有更高的鉴别能力。

下面用文献[28]的工作来说明这种方法。被分析的离子是用能量为 $E_P=5.5$ GeV 的质子轰击铀靶时产生的核碎片。探测器望远镜由三个硅探测器组成。ΔE 探测器的厚度为 22μm，与靶中心距离为 14.5cm。E 探测器的厚度为 112μm，与 ΔE 探测器的距离为 25.7cm。紧靠着 E 探测器后面有一个"排除"探测器 E_r。如果粒子的射程太长就会穿出 E 探测器，被 E_r 探测器所记录。通过反符合线路把这类粒子排除掉。ΔE 和 E 探测器的灵敏面积均为 5×7mm²，用厚度为 0.8mm 的准直器准直成 4×6mm² 的面积。飞行时间是指碎片在 ΔE 和 E 探测器之间的飞行时间。

电子学线路的框图如图 14.31 所示。首先应选出满足要求的信号：①在 ΔE 和 E 探测器中产生的脉冲幅度符合要求(由单道分析器 I 和 II 控制)；②穿过 ΔE 到达 E 而未进入 E_r 探测器的离子；③没有脉冲堆积的信号，这主要靠符合电路 I 和 II 来实现。然后用所选出的信号去控制探测器望远镜和时间幅度变换器(TAC)工作，保证探测器望远镜和飞行时间谱仪分析的脉冲是符合要求的信息。

TAC 是测量核碎片飞行时间的关键部件。TAC 的起始信号来自 E 探测器。停止信号来自 ΔE(信号经过延迟 50ns)。调节系统使飞行时间的测量范围在 10～30ns，这相当于能量在 10～40 MeV 之间，从硼到氛的各种核素飞行 25.7cm 所需要的时间范围。

飞行时间信号被送到计算机之前，要经过一个线性门。这个线性门受粒子鉴别信号的控制。这就保证了输到计算机中的飞行时间信号与探测器望远镜的鉴别信号有着一一对应的关系。ΔE、E、TAC 的输出信号对每个实际事件都数字化了，并送到一个小型的在线计算机中，最

后存储在磁带上。计算机通过计算 Et^2(t 是飞行时间)，执行粒子质量的在线计算。最后的数据处理是在一个大型计算机上作离线处理。

用这套设备得到的离子鉴别信号 MZ^2(用探测望远镜得到)与质量信号 M(用飞行时间方法测量)关系的二维等值图如图 14.32 所示。

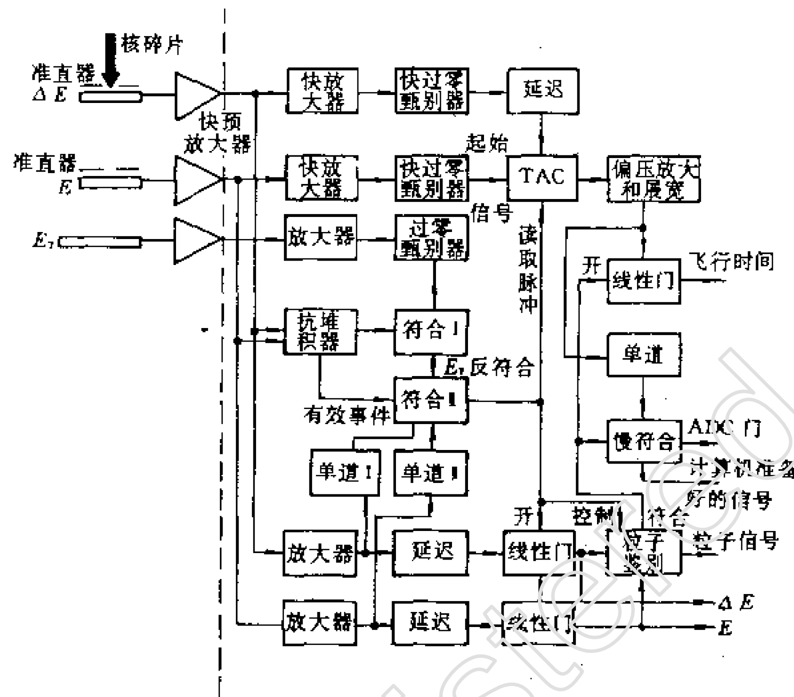


图 14.31　探测器望远镜与飞行时间方法组合系统的方框图

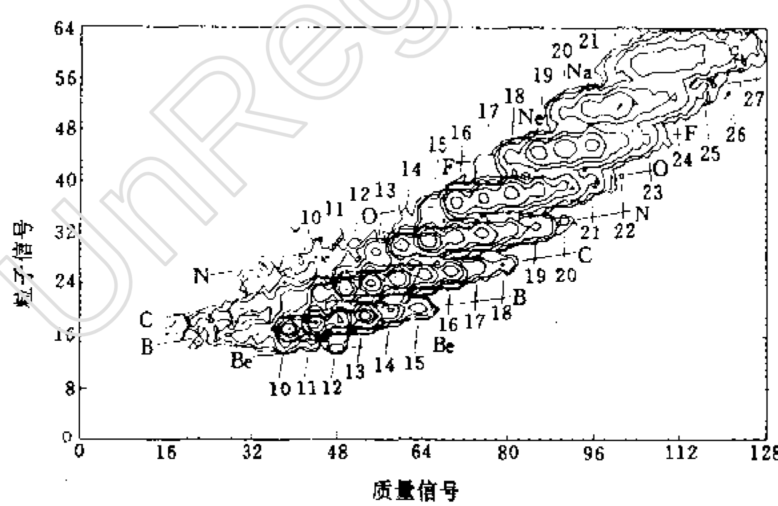


图 14.32　离子鉴别信号 MZ^2 与质量信号 M 关系的二维等值图

三、超灵敏加速器质谱仪

上面讲到的各种离子鉴别方法都是对核反应产物的在线离子鉴别。被鉴别的离子必须具

有一定的动能，才能利用能量与飞行时间的关系得到它的质量；才能穿过 ΔE 探测器并在 E 探测器中损失一定的能量；才能在一定的磁场中被偏转等等。如果是要测量早已存在的长半衰期的核素或稳定核素，而这些核素又是极其稀少并被淹没在大量的相近的核素之中，只用以上的方法就无能为力了。例如，^{14}C 在鉴定文物和考古等方面有重要意义，由于其半衰期很长，计数率极低，使用衰变率方法进行测量就很困难。利用质谱仪可以提高测量的灵敏度。即先将待测元素离子化，然后加速，最后通过电磁分析可以测得其质量，但仍存在着严重困难。这主要是质量相近的丰度高得多的分子和原子的干扰，例如，$^{12}CH_2$ 和 ^{14}N，它们与 ^{14}C 的相对质量差（$M/\Delta M$）分别为 1134 和 84000。分开如此接近的质量就要求用很窄的缝，例如几 μm，对离子束进行准直，而且要求离子的单能性非常好，这对本来就很稀少的原子又以很低的效率进行测量，显然十分困难。加速器质谱计能够比较好的解决以上问题，因而可以大大提高测量的灵敏度，比普通的质谱计的灵敏度大约高三个数量级，所以又称为超灵敏质谱计。

加速器质谱计是把加速器与各种粒子鉴别方法结合起来的一种大型分析微量核素和探测稀有粒子的新方法，从 70 年代后期以来有了迅速的发展。

1. 加速器质谱计的构成

加速器质谱计的结构是各种各样的，但大体上均由几部分组成：①离子源。样品在其中被电离；②加速器。离子被加速，分子离子被瓦解；③离子的动量与能量分析；④探测器；⑤计算机控制系统。下面分别进行讨论。

(1) *离子源*。一个理想的离子源应具有以下特性：①产生足够强的稳定离子束，消耗样品量少；②粒子能散度小；③污染与记忆效应小；④装配样品数目多，更换方便迅速。关于离子源的工作原理和结构可参看文献[29,30]。

离子源的强度不仅与离子源的结构有关，也与样品的化学结构有关。例如，对于碳样品，石墨状态可获得最佳束流，对于铍样品，BeO 状态可获得最佳束流。

(2) *加速器*。所用的加速器大多数是串列静电加速器，个别的是回旋加速器。串列加速器有几个特性对提高分析的灵敏度很有好处：①用负离子源。这对排除难以形成负离子或负离子不稳定的同量异位素的干扰很有利。②能量稳定度高，并能方便迅速地调节。③被加速的负离子要穿过气室或碳膜剥离掉若干电子后成为正离子，然后继续被加速。这对分子离子的瓦解很有利，例如质量同 ^{14}C 相似的分子 $^{12}CH_2$ 在通过碳膜后分解为 ^{12}C 和 H 离子，在后面的电磁分析中将被排除。

(3) *离子的动量和能量分析*。被加速后的离子通过磁分析（动量分析）和静电分析（能量分析），可以选定被分析粒子的 M/Z 值和 E/Z 值从而排除绝大部分分子与散射本底。

(4) *探测器*。为了提高加速器质谱仪的分析能力，经过电磁分析后的离子还要进一步被鉴别。前面讲到的各种粒子鉴别技术，例如飞行时间方法，$\Delta E-E$ 探测器望远镜方法等均可运用到这里。前面讨论过的对探测器的要求，完全适用于加速器质谱仪。图 14.26 所示的电离室、$\Delta E-E$ 探测器就是专门为加速器质谱仪用的一种探测器。

(5) *计算机控制系统*。为了提高测量的精度和工作效率，近年来许多加速器质谱仪使用计算机控制电磁分析器和聚焦透镜等，以便快速交替测定同位素比值，从而消除离子源和加速器不稳定性的影响。

从加速器质谱计的构成可以看到它综合利用了鉴别粒子的各种技术和加速器的功能，因而能够达到超高灵敏度分析。

图 14.33 是一种串列加速器质谱仪的示意图[31]。图中各部分的作用如下：①“1-4”是对负离子进行分析。②“6”对离子加速并使分子离子分解为原子离子。③“8-7-9”对正离子作动量分析。④“10”对正离子作能量分析。⑤“11-12”粒子鉴别。

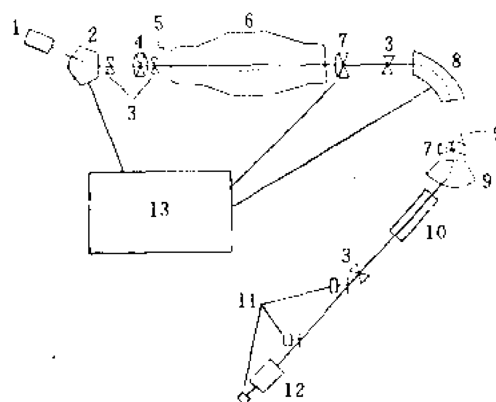


图 14.33　串列加速器质谱计示意图

1. 负离子源；2. 偏转磁铁；3. 光栏；4. 静电透镜；5. 法拉第筒；6. 加速器；7. 磁透镜；8. 90°磁分析器；9. 开关磁铁；10 静电偏转器；11. 飞行时间探测器；12. $\Delta E-E$ 探测器；13. 计算机

2. 加速器质谱计的应用

由于加速器质谱计的灵敏度很高，探测同位素丰度的灵敏度达 10^{-12}～10^{-15}，能够测量到样品中只含有 10^5 个原子的稀少核素。特别是处理极少样品的能力，例如使用的碳样品只须毫克的量级。因而在分析微量核素和探测稀有粒子方面有其特殊的优越性，所以受到了人们的重视，近十几年来有了长足进展。由于这种质谱计需要加速粒子能量到 MeV 量级的加速器，设备庞大、复杂，所以只是在其他设备无能为力时才会使用它。

(1)长寿命同位素的测定。一些长寿命同位素例如 ^{14}C、^{10}Be 等可以作为考古时钟或地质年代计。

^{14}C 的半衰期为 5730 年，用它标定年代，从几百年至六、七万年，在考古等许多领域中，有着广泛的应用。测定 ^{14}C 通常是用 β 放射性法。碳样品的用量约 1g。如果要求测到统计误差约为 1%，需要测量一、二十个小时。而用加速器质谱计(AMS)测量时需要的碳样品仅在毫克以下，测量时间大约半小时。

^{10}Be 的半衰期为 1.5×10^6 年，它是由宇宙线在同温层引起大气中氮的散裂反应时产生的。^{10}Be 产生后落到地面上或沉积在极冰和海洋中。用它测定年代范围从几十万年至几百万年。中国原子能科学研究院 1990 年开展了利用 AMS 测量 ^{10}Be 对锰结核生长速率和深海沉积物沉积速率的研究工作，为我国申请太平洋深海区锰结核矿产资源的开采权做出了贡献。

其他一些长寿命核：^{3}H($T_{1/2}=12.32a$)，^{26}Al($T_{1/2}=7.16\times10^5a$)，^{36}Cl($T_{1/2}=3.0\times10^5a$)，^{129}I($T_{1/2}=1.57\times10^7a$)，等也已被研究和应用。

(2)示踪剂的测量。放射性核素作为示踪剂在生物医学方便有着广泛的应用。利用衰变计数法测定示踪核需要较多的示踪剂，可能对生物体造成一定危害，特别是当示踪剂的半衰期较长时。由于 AMS 的灵敏度高，可以用少得多的示踪剂示踪。例如用 ^{41}Ca($T_{1/2}=1\times10^5a$)作示踪剂研究了骨骼中 Ca 的新陈代谢与骨质疏松病的关系。用 AMS 测定 $^{41}Ca/^{40}Ca$ 的灵敏度好于 10^{-10}，是允许剂量的百万分之几。还有人以 ^{26}Al 作示踪剂研究了铝对老鼠的肝、血液和小脑中的代谢情况。所用小脑重量约 300mg，其中铝含量约(0.05～0.02)μg，^{26}Al 原子仅 4×10^8 个。

^{129}I 是铀的裂变产物，在核燃料加工厂，核电站周围和核试验基地附近，可通过测定 ^{129}I 来评价环境污染状况。

(3)稀有粒子的寻找。由于 AMS 的高灵敏度为探索迄今为止尚未被观测到的粒子图象，例如夸克(分数电荷粒子)、超重元素，超重同位素等提供了有力的工具。

作为强子基本结构的夸克的存在已被人们所认识，但夸克是否完全紧闭仍有疑问。虽然已有上百个实验去寻找夸克，但均得到否定结果。如今人们将目光集中在 AMS 这一强有力的分析手段上。其中有代表性的是在美国 Chaltech 的 3MV 串列加速器上作的。采用纯静电分析，消除了质量效应，有效地避开了自由夸克的质量未知这一问题。费米实验室、多伦多实验室及罗切斯特实验室等都在用 AMS 方法寻找夸克，这些测量覆盖了很宽的电荷和质量范围，在一些情况下达到了分数电荷粒子与正常原子之比为 10^{-18}的精度，但至今尚未找到肯定的证据。

寻找超重同位素的工作也在进行。在过去的十多年里利用 AMS 寻找了 H、He、Li、Be、C 和 O 等元素的超重同位素，寻找超重氢的质量范围为(100～2000)u，灵敏度达 10^{-24}。AMS 和其他方法寻找的结果相同，都是否定的。根据目前的结果能否否定超重同位素的存在，尚有争议。

以上只举例说明了 AMS 应用的几个主要方面。此外，过去根本无法测量或难以测准的核物理量，例如绝对值特别小或阈能附近的核反应截面，寿命非常长的放射性核素的半衰期等均已得到了一些较好的结果。在天体物理、考古、地质、地理、水文、生物医学等领域也得到了越来越多的应用。

参 考 文 献

[1] L. M. Bollinger et al, Rev. Sci. Instr., 32, 1044(1961).
[2] 于志荧等，核电子学与探测技术，3，157(1986).
[3] 孙奉先等，原子能科学技术，2，133(1977).
[4] I. J. Taylor, Nncl. Instr. Meth., 88, 267(1970).
[5] D. W. Glasgow, Nncl. Instr. Meth., 114, 535(1974).
[6] R. S. Onege, Nucl. Instr. Meth, 126, 391(1975).
[7] M. Ahmed, Nucl. Instr. Meth., 143, 255(1977).
[8] J. M. Adams et al., Nucl, Instr. Meth, 156 459(1978).
[9] 王高昇等，高能物理与核物理，13，5.440(1989).
[10] 袁坚，射线物理测量方法，79 页，原子能出版社，1975 年。
[11] 戴维雄等，核仪器与方法，5，4，24(1985).
[12] 戴维雄等，原子能科学技术，22，5，578(1988).
[13] H. pleget, et al., Nncl. Instr. Meth., 96, 263(1971).
[14] C. K. Gelbke, et al., Nncl. Instr. Meth., 95, 397(1971).
[15] M. Moszynski. et al., Nncl, Instr. Meth., 158, 1(1979).
[16] G. Gabor. et al., Nncl. Instr. Meth. 130 65(1975).
[17] 詹文龙等，高能物理与核物理，12，1，85(1988).
[18] 于震等，原子能科学技术，26，2，85(1992).
[19] D. Allan Bromley, Treatise on Heary Ion Science, Vol7. Instrumentation and Techniques p. 282-316.
[20] 孔祥敞等，核仪器与方法，3，1，2(1983).
[21] 同[19]p. 238-p. 239.
[22] 同[19]p. 232.
[23] 姜山等，原子能科学技术，26，3，40(1991).
[24] F. Liden, et al, Nucl. Instr. Meth. A 253 305(1987).

［25］ 冯恩普等,高能物理与核物理,13,12,1092(1989).
［26］ M. Bantel et al. ,Nucl, Instr. Meth. A 226,394(1984).
［27］ V. V. Volkev,Nucl. Instr. Meth. 162 623(1979).
［28］ G. W. Butler,et al. ,Nucl. Instr. Meth. 89,189(1970).
［29］ 唐洪庆,核技术,No. 1,67(1984).
［30］ R. Middleton,Nucl. Instr. Meth. B5,193(1984).
［31］ 蒋崧生,物理,14(8),481(1985).

第十五章　核寿命的测量

第一节　引　　言

本章讨论的核寿命包括的内容有：①核素衰变的寿命，它们大多是 α 和 β 衰变的核；②核激发态的寿命，它指由激发态退激的跃迁寿命，这里我们把某些同质异能态和复合核的虚态也包括在内。由于历史的原因，核寿命在不同的场合沿用了不同的术语，在 α 衰变，β 衰变中常用半衰期，在 γ 跃迁中则常用平均寿命。基于衰变的统计性，寿命又可以用衰变常数 λ 来表示，不过半衰期 $T_{1/2}$、平均寿命 τ_e 和衰变常数 λ 彼此可以相互换算，即

$$\lambda = \frac{1}{\tau_e} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = (-\frac{dN}{dt})/N \tag{15.1}$$

它们都是实验上可测得到的量。从更基本的意义上说，核寿命是指核状态间的跃迁概率，在理论上描述核跃迁概率的是约化矩阵元，它与跃迁始末态的波函数有关，因而受核结构模型假设的影响。换句话说，理论上推算的值和实验数据进行比较可以检验核模型的正确性。因此，核寿命是表征原子核状态的重要物理量，它的大小决定于原子核由一种状态转变为另一种状态时核状态参量的变化，这种参量诸如衰变粒子的能量、衰变始末态的自旋和宇称等等。

核寿命的测量还不仅是理论上有价值，在实用上也是有意义的。因为，借助于核素寿命的测量可以鉴别待定的放射性同位素，这种技术已广泛应用于活化分析。根据已知核素的寿命，可以判定地质或考古样品的生成年代，地球年龄和地质年代就是以此为主要依据的。此外，利用化学环境对核素寿命（衰变常数）微弱的影响，还可以提供研究物质结构的一种手段。正电子湮没的研究和应用也是利用了短寿命测量的实验技术。

按上述核寿命的涵义，它将覆盖很宽的时间范围，不过按照衰变或跃迁的性质，核寿命的分布仍有不同的特点。至今已发现的天然和人工放射性核素约有 2700 种。其中，α 衰变核素的半衰期，最长的达 2×10^{15}a（^{144}Nd），最短的却只有 3×10^{-7}s（^{212}Po）。对于 β 衰变核素的半衰期，最长的达 5×10^{14}a（^{115}In），最短的为 22ms（^{12}B）。寿命的长短一般随衰变能量的增大而缩短，但也决定于衰变前后的状态参量（如自旋、宇称等）。对于核激发态的寿命，一般要比 α，β 衰变寿命短得多，最短的例如复合核虚能级寿命测量到的已达约 10^{-18}s，实际上可能还有更短的，不过寿命为 $10^{-1}\sim10^{-3}$s 的能级是很少的。

测量半衰期最简便的方法是直接测量放射性活度随时间的衰减。根据放射性活度和半衰期的长短，直接测量还可分为计数法和积分法两种。前者是用计数器测量核素衰变率（实际为辐射粒子的计数率）随时间的衰减，它适用于 1h 以下的较短半衰期的测量，但最短的不小于数秒钟。后者是用电离室或量热计测量平均电离电流或发热量随时间的衰减，由于它的时间响应慢，适用于 1h 以上较长半衰期的测量，但受观察时间和实际条件的限制，最长的半衰期不超过数年。

计数法就是用探测器在恒定的几何条件下直接测量放射源强度随时间的变化。根据指数

衰减率，设 $t=0$ 时的计数率为 n_0，在 t 时的计数率为 n

$$n = n_0 e^{-\lambda t}$$

或

$$\ln n = \ln n_0 - \lambda t$$

λ 为衰变常数，因此，若在半对数坐标上作图，计数率的对数值随时间的变化应是直线，其斜率就是 $-\lambda$。

直接测量法是一种相对测量，只要求探测器足够稳定，探测器和放射源之间的几何位置保持固定，且每次测量的条件不改变。选择适当的测量时间间隔，逐次地测量在计数时间内的平均计数率。经过对本底和死时间进行修正后的数据，用最小二乘法拟合，即可得到如图 15.1 的衰减曲线。

在实际测量中，样品常常是几种放射性核素的混合物。例如，在级联衰变的情况下，衰变后的子核又是放射性的，这时也可以测量子核的放射性活度来确定母核的衰变寿命，特别是对中等寿命核素和比活度低的样品。

本章着重于讨论短寿命的测量方法，它包括 γ 跃迁、同质异能跃迁的寿命以及复合核虚态能级寿命等。

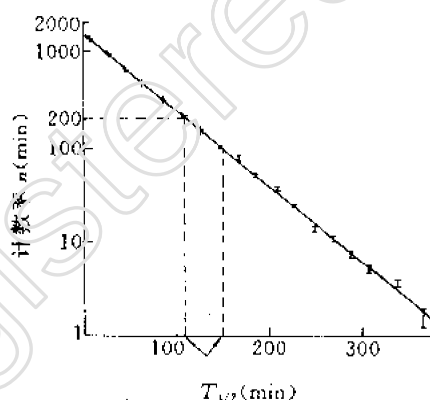


图 15.1 ^{38}Cl 的衰减曲线

第二节 短核寿命的测量方法

本节讨论的短核寿命是指 1 分钟以下的核衰变或跃迁寿命。测量的对象主要有三类原子核。①短寿命 α，β 衰变的核素。这种核素有的是一些长寿命核素衰变后的子核，但更多的是核反应的产物。由核反应生成的这类核素寿命短，研究它只能靠在束的方法。近年来，由于对远离 β 稳定线核素的兴趣，在束核谱学技术有了不少进展，因此在讨论直接测量方法时，我们也介绍一些在束分析技术。②处于激发态的原子核，其中也包括同质异能态。这种受激原子核有的是经 α 或 β 衰变后，处于激发态的子核，也有核反应（包括非弹性散射）后的处于激发态的生成核。此外，为了研究激发能级特性，还可以用加速带电粒子或电磁辐射把稳定的基态原子核激发到激发态。③复合核。复合核的虚态寿命对研究核结构和核反应机制有重要意义。

测量以上短寿命核素或激发能级寿命的方法很大程度上取决于生成方式，概括起来可以分为五类。每类方法适用的寿命范围可见图 15.2 所示，以下分别讨论之。

一、直接测量的方法

1. 流气和机械传输法

此法适用于约 1s 至 10^{-4}s 的核寿命测量，主要是 α，β 衰变的核素。我们已讨论了用探测器在按指数规律衰变的过程中直接测量半衰期的方法，但这种测量方法在半衰期为 1min 以下时，不但误差很大，而且到秒级以下根本就不能用了。根据被测量的核素的生成方式，如果它是

由长寿命核素衰变生成的短寿命子核，那么可以用延迟符合的方法测量母核和子核的级联辐射之间的平均时延。但是，更多的短寿命核素是由核反应生成的，如果寿命在毫秒以上，比较适用的方法是流气和机械传输法。它是早期就已使用的方法。流气传输法主要用于气态样品。最简单的办法就是将气态样品以一定的速度经薄壁管道通过反应堆的活性区或加速器的离子束靶室。经核反应后生成的放射性核素再随气流以一定的速度经管道引出强辐射区，传输到低本底的屏蔽区进行测量。放射性核素在随气流传输的过程中，辐射强度将不断地衰减。设流气的传输速度为 v，则经过距离 l 后辐射强度将衰减 $\exp(-l/v\tau_c)$ 倍。若在屏蔽区沿管道用探测器测量辐射强度衰减到一半所经过的管道长度或在两固定距离测量辐射强度的衰减率，则根据气流速度便可推算出半衰期。同样的原理也可应用于液态样品。

机械传输法是将靶材料均匀地涂在可转动轮盘(或圆柱轮)的圆周面上。轮盘转动时将靶材料送入加速器靶室，经离子束照射后再以一定速度引出靶室。然后在靶室外用探测器测量圆周上各点的辐射强度，确定衰减到一半时转动的角度，再除以轮盘转动的角速度即可求得核素的半衰期。机械传输也可以用传送带如尼龙带来传输靶材料，测量的原理是一样的。

上述原理早在 30 年代就用于实验，近年来技术上有了很大进展。这是因为随着加速器技术的发展，特别是重离子核反应能够产生更多的新核素，在靶中生成的核素也更加复杂。研究这类核反应的生成核，对核结构研究有重要的意义。例如，研究远离β稳定线的短寿命核素，不但要确定它们各自的寿命还要确定它们的核谱参数。这就促使在束核谱学的实验技术在 60 年代以后有很大的进展，出现了各种类型的在束分析装置。

利用加速器或反应堆来研究短寿命核素时，一项重要的技术是将核反应产物快速而有效地由强辐射区转移到安装探测器的低本底区。氦喷嘴反冲传输就是一种高效率的传输方法。因为氦是原子半径最小而流动性最好的惰性气体，利用它可以在数秒甚至数毫秒内将核反应产物高效率地传输到探测器区，传输距离可以从几厘米到数十米。这类典型的装置是由反冲靶室、捕集器和喷氦传输系统等几个部分组成的。靶经加速器的离子束轰击后，生成的短寿命原子核因反冲动量而逸出靶箔，逸出后便在靶后面的氦气室内慢化，很快地达到了氦原子的平衡热运动能量。这个过程称为热化。热化后的反冲核混在氦气中由氦喷嘴传输系统快速地输送出去，并以很高的速度撞击捕集器，短寿命反冲核便吸附在捕集器上。捕集器是旋转的圆形鼓轮或是传动的尼龙带，它将吸附的反冲核送到屏蔽区的探测器上进行测量。图 15.3 所示的氦喷嘴系统是用来研究重离子核反应产生的甚缺中子的稀土核素。反冲核在氦气室内热化后混在氦气流中经喷嘴以约 6×10^4cm/s 的速度撞击旋转鼓轮的圆周表面，使反冲核吸附到鼓轮上，再经转动送到屏蔽区的探测器上进行测量。

另一个脱束装置的例子是中国科学院近代物理研究所的长毛细管氦喷嘴传输系统，如图 15.4。它采用充氦气体反冲靶室，由靶箔反冲出的生成核在氦气室热化后，由氦气载带通过长毛细管传输到收集室并喷集到尼龙捕集带上。捕集带周期地将放射源准确地传输到探测器面前进行测量，同时开始收集另一个放射源。为了增加对反冲核的传输效率，在氦气中加入少量添加剂，如碘蒸气、汞蒸气、油蒸气等，可以把传输效率提高到 90%以上。用上述装置研究了 69.7MeV 的 ^{12}C 离子产生的缺中子碘同位素。

2. 脉冲束方法

对于寿命在毫秒级以下的核反应生成核，用氦喷嘴系统来传递反冲核就嫌费时太长了。另外，有些靶材料难以满足氦喷嘴系统所用的反冲靶箔的要求。这时就只能将探测器放置在靶的

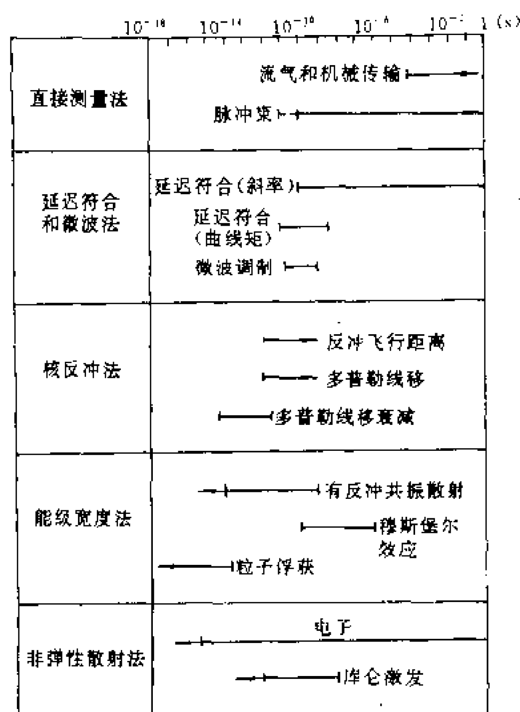


图 15.2 各种短寿命测量方法的适用范围

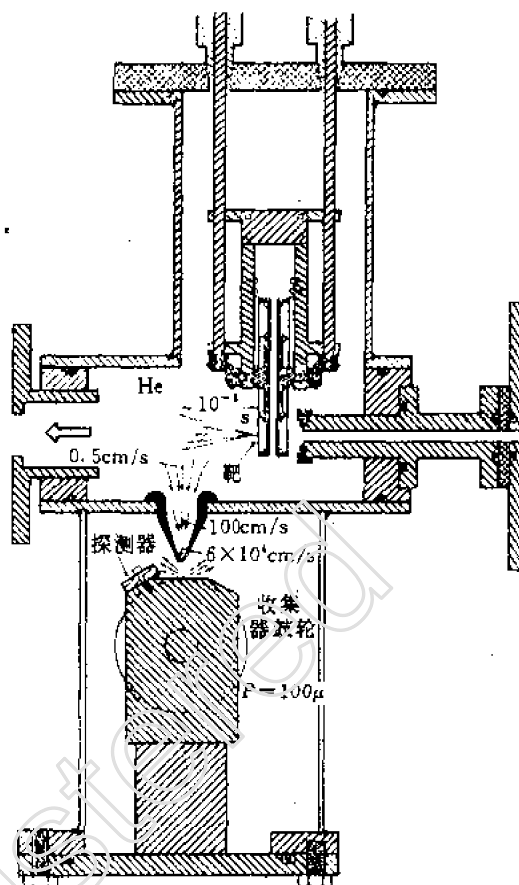


图 15.3 氦喷嘴传输系统

附近，测量生成核的衰变辐射。但是，在连续离子束轰击下，这种测量布置的本底太大，测量生成核的衰变辐射是很困难的。一种有效的解决方法是将加速器束流脉冲化，即将加速器束流改变为持续时间很短的周期性脉冲束。靶经脉冲束轰击后，在脉冲间断期间，放射性核将按指数规律衰变。若脉冲束的持续时间 ΔT 比脉冲周期 T 短很多，我们就可以用脉冲束作为定时的起始信号，测量在脉冲间断期间衰变辐射按时间间隔的分布，如图 15.5 所示。设一个脉冲束轰击产生的生成核数平均每秒为 N_0，则在脉冲间断后生成核衰变的计数率按时间的分布应为

$$N(t)\Delta t = \varepsilon N_0 \lambda e^{-\lambda t}\Delta t \tag{15.2}$$

λ 为生成核的衰变常数，ε 为探测器的探测效率。

若平均寿命 τ_e 满足 $\Delta T \ll \tau_e \ll T$，则

$$\int_0^\infty N(t)\mathrm{d}t = \varepsilon N_0 \tag{15.3}$$

核数按时间分布 $N(t)$ 可以由测量脉冲束与探测器脉冲间的时间差来确定。但是，$\tau_e \ll T$ 的条件常常不容易满足，因此必须考虑一系列脉冲束轰击后生成核衰变的叠加，即

$$\begin{aligned} N(t) &= \varepsilon N_0 \sum_{n=0}^{\infty} \lambda\, e^{-\lambda(t+nT)} \\ &= \varepsilon N_0 \frac{1}{1-e^{-\lambda T}} \lambda\, e^{-\lambda t} \end{aligned} \tag{15.4}$$

n 为脉冲序数。

可见，在只有一种衰变核素的情况下，脉冲束间断的期间内衰变辐射随时间的分布仍然是

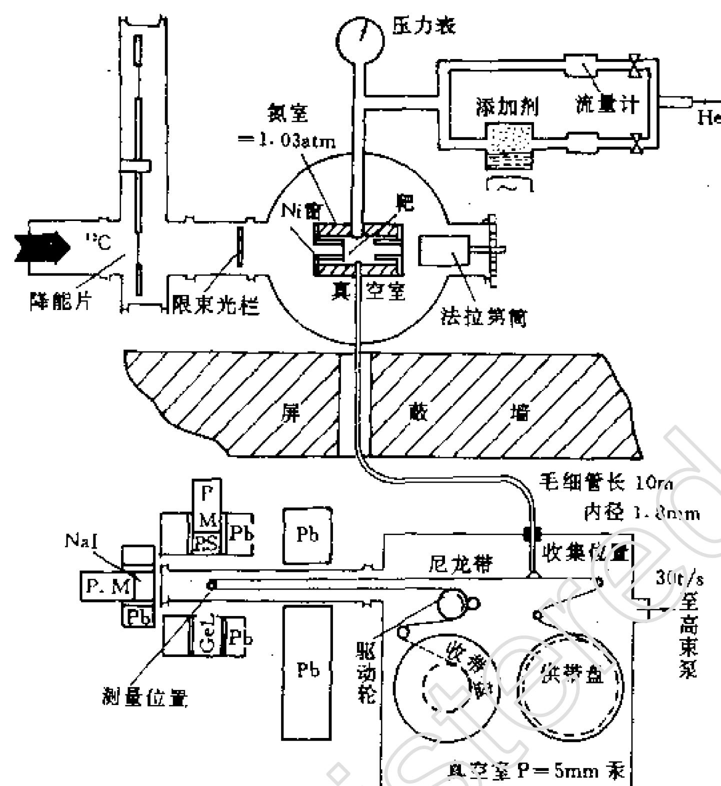


图 15.4 毛细管传输的氦喷嘴传输系统

按衰变常数为λ的指数规律衰减的。衰变辐射随时间分布的测量方法决定于待测寿命的大小。在微秒至毫秒范围，常用的方法如方框图 15.6 所示，它是一个两维分析系统。以脉冲束作为起始信号，脉冲束发生时触发锯齿波发生器，在脉冲束中断后的期间内，产生一个幅度随时间直线增长的锯齿形脉冲，并输入门电路Ⅰ Ⅰ。探测器记录的辐射脉冲经放大后一路送入门电路Ⅰ，另一路则送到甄别器，经甄选后的脉冲再用来开启两个门电路。这样，门电路Ⅰ的输出即为能量脉冲，它送入两维分析器的一个模拟数字转换器(ADC)。而在此同时，门电路Ⅱ则输出一个与锯齿形脉冲幅度相对应的时间脉冲，其幅度正比于能量脉冲和起始信号间的间隔。

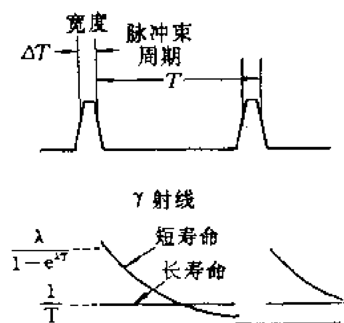


图 15.5 脉冲束与计数率的分布

时间脉冲则送入另一个模拟数字转换器。于是，从两维分析器便可得到能量时间的两维分布谱，也就是不同延迟时间的γ能谱，这种装置又称为多路定标系统。

对于微秒以下的寿命测量，要用两维多道时间符合谱仪。这时，探测器的输出脉冲和加速

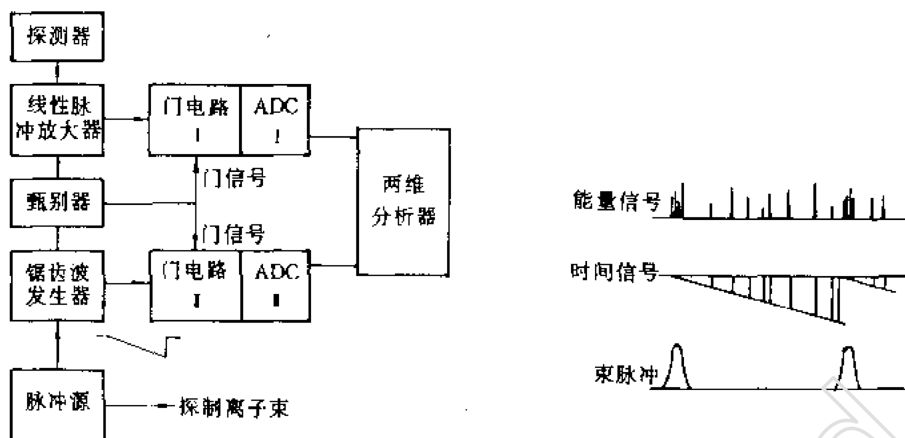


图 15.6　测量时间分布的方框图及脉冲示意图

器的脉冲束分别作为时间幅度转换器(TAC)的起始和终止信号。因此脉冲束方法测量的寿命下限与延迟符合法相同。

以下,举两个例子,分别以能量道和时间道的谱线来说明脉冲束法测核寿命的实验结果。

(1)测量^{208}Pb(α,4n)^{208}Po反应生成的^{208}Po的同质异能态寿命。实验是在贝克莱实验室88英寸强聚焦回旋加速器上做的。利用高频自然调制的能量为50MeV的α粒子脉冲束轰击^{208}Pb靶,利用2cm^2×5mm的薄窗Ge(Li)探测器测γ能谱,以Ge(Li)探测器脉冲和高频发生器的脉冲分别作为起始和终止信号加入两维多道时间谱仪,所测得的两维符合谱的一部分图如图15.7所示。能量谱分256道,时间谱分16道,图中给出了对应于时间谱为8,10,12,14,16道的γ能谱。由图可见,能量为145keV的γ谱线衰变极快,可作为系统的瞬时符合谱,而能量为147keV和176keV的γ谱线衰变较慢,由不同时间道的峰值定出它们的半衰期分别为8±2ns和400ns。

(2)用上述回旋加速器的28MeV的α粒子束,经^{208}Pb(α,2n)^{210}Po反应生成的^{210}Po衰变能级图如图15.8(b)所示。10$^+$,8$^+$,2$^+$能级衰变的1180,245,129keV三条γ谱线在两维符合谱的时间道中记录到的延迟符合曲线如图15.8(a)所示。从图上可求出,三个能级的半衰期分别为153±1,150±3,24±1ns。

脉冲束方法测量核寿命的适用范围决定于脉冲束的特性,即脉冲宽度和脉冲周期,而脉冲束的特性决定于加速器的类型和脉冲束产生的方式。

静电加速器的束流是连续的。最简单的一种脉冲化的方法是机械斩束法,即在加速前或加速后的束流上加一个带有狭缝的旋转飞轮,束流正对着狭缝时才能通过,其余时间均被阻挡。显然,这种方法所能获得的脉冲最小宽度取决于飞轮的转速,高的可达毫秒量级。另一种脉冲化方法是用交变电场或磁场来实现束流脉冲化。最简单的是在离子束轨道两旁装一对静电偏转板,如图15.9所示。在偏转板上加上频率为10MHz量级的射频电压,产生幅度为10kV/cm

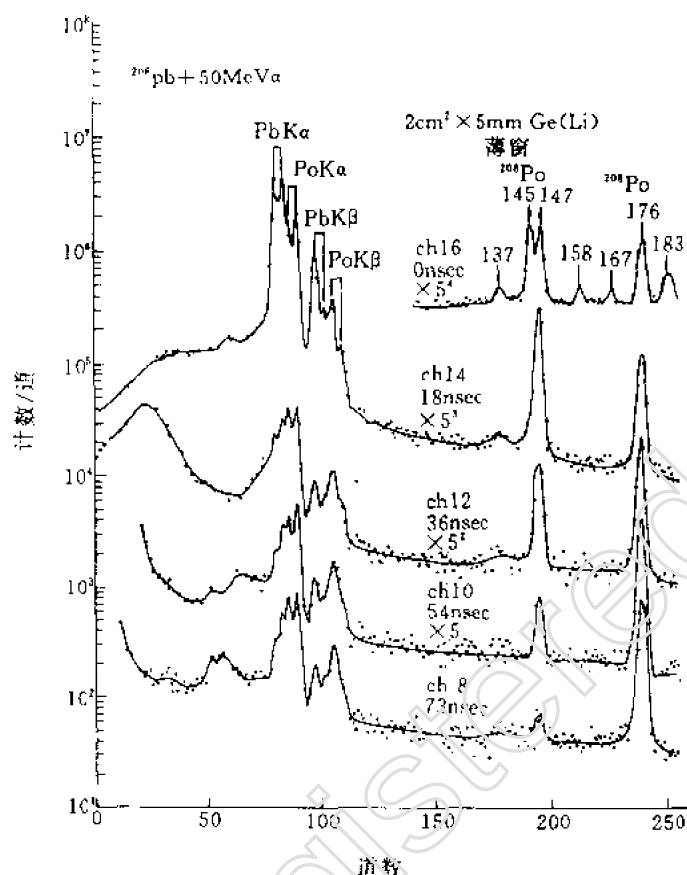


图 15.7　$^{208}Pb(\alpha,4n)^{208}Po$ 反应生成核的 γ 能谱

量级的射频电场。这样，离子束将随射频场在狭缝上扫动，因此只有在很小的相位范围才打到靶上，束流打在靶上的时间可达纳秒数量级，脉冲间距为 10^2ns 量级。此外，更有效的利用束流和降低本底的方法是使离子源脉冲化。脉冲离子源的脉冲束宽度也可做到纳秒量级。

对于回旋加速器和扇形强聚焦回旋加速器，利用加速过程的自然聚束来产生脉冲束，其脉冲的宽度可以达数毫微秒，脉冲周期为振荡频率的倒数，约为 10^2ns。同步回旋加速器的自然宏观束宽度约 50μs，脉冲周期约为 1ms。每个自然束实际上是由许多密集的微观束组成的。微观束的周期亦为射频振荡频率的倒数 1/f，不过由于调频的缘故其周期是不相等的。

二、延迟符合和微波调制方法

1. 延迟符合法

用延迟符合测量短时间间隔的方法已在第七章中讨论过[13]。对于核激发态寿命的测量，延迟符合法适用于两种情况。

(1)级联衰变的中间态寿命。若核激发态是经核衰变形成的，即 A 态核经放射 P_1 辐射后成为 B 态核，B 态核又放射 P_2 辐射成为 C 态核

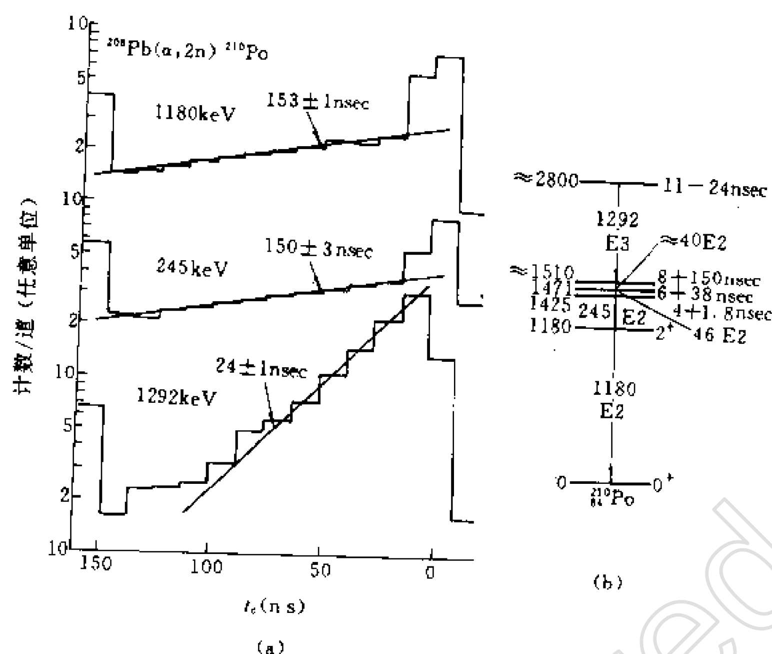


图 15.8 ^{210}Po 衰变的延迟符合曲线及能级图

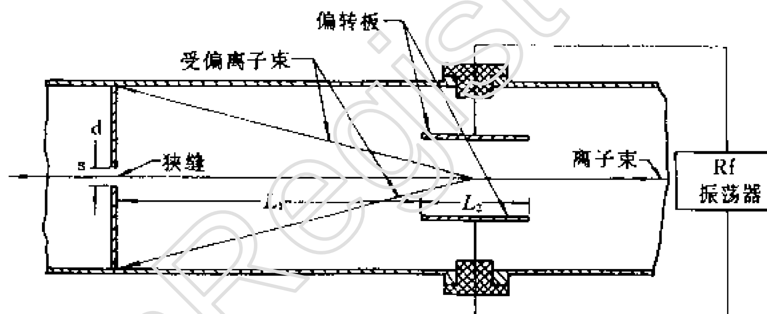


图 15.9 简单的射频偏转系统

$$A \to B \to C$$

则 B 态核的寿命就可用级联辐射 P_1,P_2 为起始和终止信号，用延迟符合法测量。常见的是级联的 β-γ 和 γ-γ 符合。

(2)*核反应生成核的激发态寿命*。核反应的剩余核激发态的寿命可用粒子的轰击时刻和退激辐射发射时刻作为起始和终止信号进行延迟符合来测量。轰击时刻信号可以引自脉冲离子束或核反应过程中的瞬发辐射。例如在^{40}Ca(α,p)^{43}Sc*反应中，就可利用 p－γ 的延迟符合法测^{43}Sc 的 472keV 能级的寿命。

用延迟符合法确定核激发态寿命时，数据主要是通过分析延迟符合曲线和瞬时符合曲线获得的。瞬时符合曲线是衡量符合装置时间分辨本领的重要标志，表征瞬时符合曲线的量是半宽度(FWHM)和斜率（即仪器半寿命 $s_{1/2}$）。延迟符合曲线的半宽度和斜率则决定于激发态寿

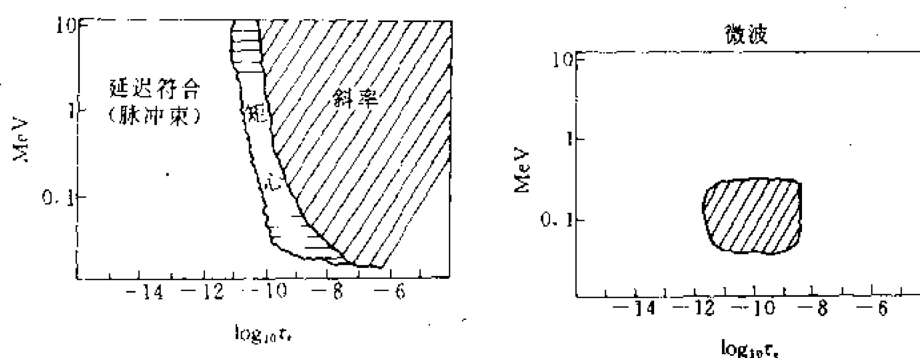


图 15.10　延迟符合核和微波调制方法的适用范围

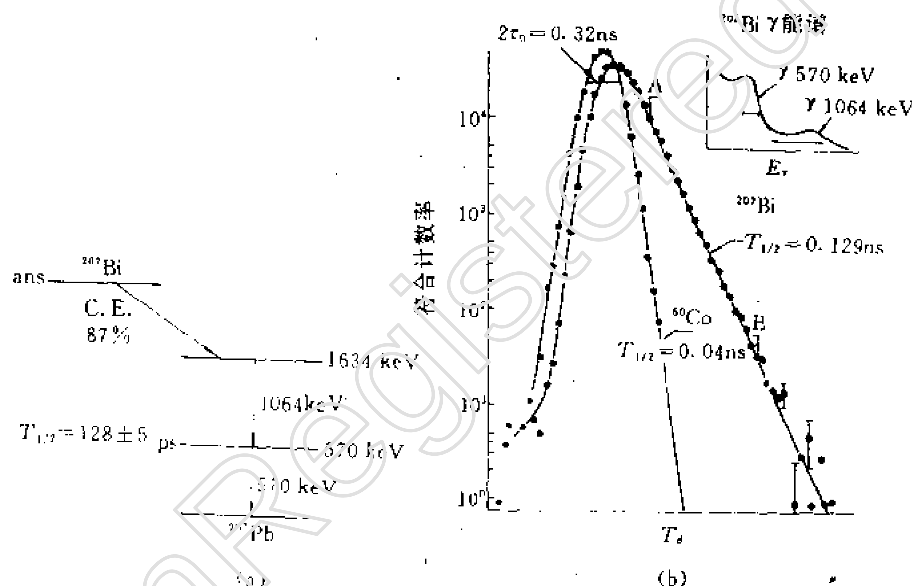


图 15.11　^{207}Pb 的延迟符合曲线

(a)^{207}Pb 的衰变纲图;(b)延迟符合和瞬时符合曲线

命和瞬时符合曲线。实用上,当激发态寿命 τ_e 比 $s_{1/2}$大 30%以上时,可以用斜率法求得 τ_e;当 $\tau_e \leqslant S_{1/2}$时,则必须用曲线矩法求得。曲线矩法能够测得的最短寿命大约为 $S_{1/2}$的 5%。延迟符合法适用的寿命及激发态能量范围如图 15.10 所示。以下举两例说明。例一为测^{207}Pb 的第一激发态寿命。图 15.11(a) 为^{207}Pb 的衰变纲图。图 15.11(b) 为 1064,570keV γ-γ 级联辐射的延迟符合曲线和^{60}Co 的瞬时符合曲线。由于^{207}Pb 的 570keV 能级寿命 τ_e比 $S_{1/2}$约大 3 倍,用斜率法即可求得 τ_e＝0.129ns。例二为^{58}Co 的 111.5keV 同质异能态的寿命测量,用^{58}Fe(p,nγ) ^{58}Co 反应中的 n－γ 作延迟符合测量,用^{53}Cr(p,nγ) ^{53}Mn 反应的 n－γ 符合作瞬时符合曲线,其结果如图 5.12。利用曲线矩法求得 111.5keV 能级的寿命 τ_e＝0.18±0.03ns。

2. 微波调制和高频偏转法

对于短于 10^{-11}s 的核寿命，延迟符合法是无法测量的，其原因是受探测器的时间离散的限制。高频偏转和微波调制法避免了时间离散的限制，在原则上有可能测到低至 10^{-14}s 的核寿命，实际适用的寿命及激发能量范围见图 15.10。两种方法都利用超高频电磁场来调制内转换电子束。高频偏转法是用高频电场调制电子的方向。微波调制法是用微波腔调制电子的能量。

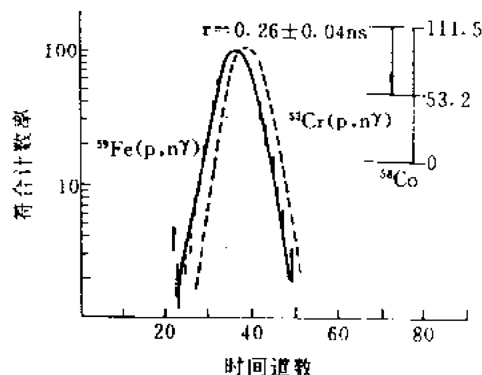


图 15.12 ^{58}Co 的延迟符合曲线

(1) 高频偏转法。高频偏转法适用于内转换系数较大的级联 γ 跃迁，其原理可以用图 15.13 来说明。放射源 s 级联发射的内转换电子 e_1,e_2分别经扇形磁场选择后进入两对高频偏转板 c_1,c_2 的间隙。两对偏转板都接到同一个高频电源。电子经过偏转板的高频电场后穿过狭缝 a_1,a_2进入探测器，探测器信号送入符合电路进行符合测量。e_1电子在 t_1时刻到达 c_1，通过高频电场的时间为 t_r，如图 15.13(b) 所示，则在 t_r时间内由于受到相等的正向和反向偏转，最后由偏转板出射的电子则是零偏转。狭缝 a_1调节到零偏转位置时，探测器 D_1接收的是零偏转的电子。假若 e_2电子与 e_1同时发射，到达 c_2 的 时刻也是 t_1，则 e_2也是零偏转出射。但是，若 e_2电子在 t_2 时刻到达 c_2，则 e_2所受的偏转将正比于面积 A_2，因此偏转角就对应于 e_2发射的时延。如果我们把狭缝 a_2沿 L 方向移动，测量不同偏转角的符合计数率就可以得到 e_1—e_2符合时间谱。同样道理，若固定狭缝 a_2位置，改变高频电场的相对相位差，或者改变 c_2 的直流偏压，也就相对于改变 e_1,e_2之间的相对延迟，同样可以获得符合时间谱。测量的实例如图 15.14 所示，它利用改变相位差的高频偏转法测得^{233}U 的 312.5 keV 能级的寿命，^{212}Pb 的 β-e 级联衰变作瞬时符合。测量时，一道选择 58keV β 粒子，另一道选择^{212}Bi 的 239keV 能级或^{233}U 的 321.5keV 能级跃迁的 K 转换电子。利用矩心法和斜率法测得^{233}U 的 312.5keV 能级的半寿命为$(2.0\pm0.3)\times10^{-10}$s。图 15.14 中相位差已换算成延迟时间了。

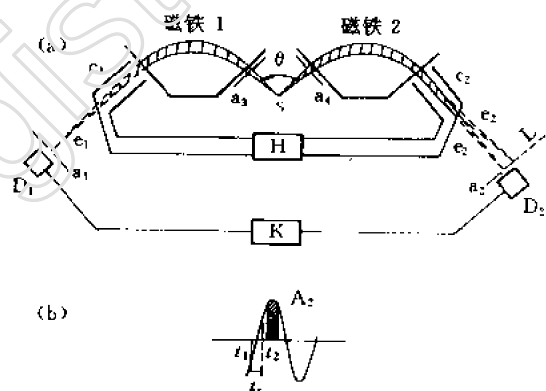


图 15.13 高频偏转法原理图

S. 放射源 C. 偏转板 D. 探测器 a. 狭缝

K. 符合电路 H. 高频发生器

按上述原理，高频偏转法的时间分辨本领 τ 可按下式估计

$$\tau = \Delta b/\delta + \Delta t \qquad (15.5)$$

式中，Δb 为磁谱仪的线宽、δ 为探测器位置上的偏转灵敏度（在 $t=t_1$ 时），Δt 为电子通过磁场区的渡越时间差。典型的例子如高频电流频率为 144MC/s，电压～10kV，偏转板与探测器间的距离～60cm，则对 1MeV 电子来说，Δb～1mm，δ～20，Δt～0.05ns。根据(15.5) 式，如果改进

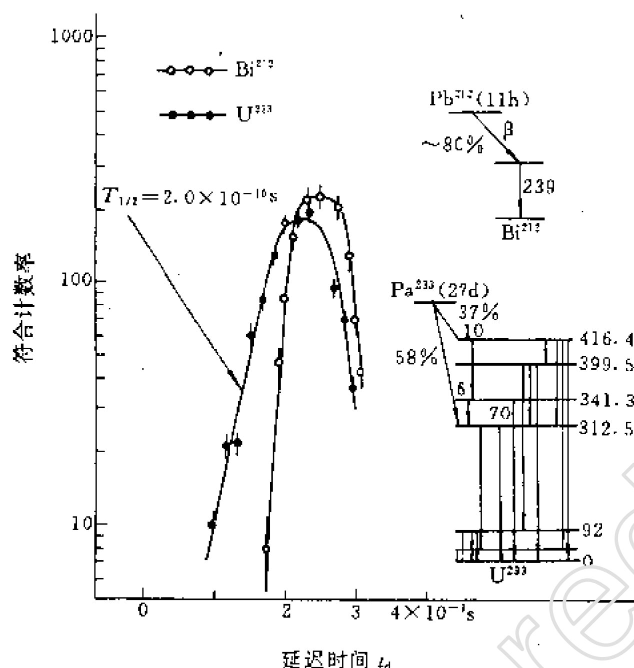


图 15.14 ^{233}U 的延迟符合曲线和^{212}Bi 的瞬时符合曲线

磁场的聚焦性能，进一步提高高频频率，τ 有希望达 1ps，最短可测寿命可至 10^{-14}s。

(2)微波调制法。微波调制法可用于库仑激发后核态寿命的测量，其原理如图 15.15 所示。在加速器离子束的漂浮管道上，装一对高频偏转板 c_1，其作用是在垂直于束流方向(横向)调制离子束。在靶与磁谱仪之间安装一个微波调制腔 c_2，其作用是在纵向调制内转换电子。加在 c_1,c_2之间的微波相位有确定的差值，并且可以调节。当离子束经过 c_1 时，由于横向的高频调制，它在狭缝板 d 上扫动，离子束只有扫过狭缝的时候才能打到靶上，因此靶上接收的是脉冲离子束，靶被轰击的时刻由离子束扫描的相位决定。设扫过狭缝 d 的那一部份离子束在经过 c_1 时对应的相位为 φ_1，则离子束要经过相位差 $\Delta\varphi_1$ 才能到达靶上，即到达靶的相位为 $\varphi_1+\Delta\varphi$。$\Delta\varphi_1$ 的大小决定于管道的长度 L 和离子的速度 v，即

$$\Delta\varphi_1 = \omega L/v \tag{15.6}$$

式中 ω 为微波的圆频率。c_2 在纵向调制内转换电子，被调制的电子能量 E_e随调制波的相位改变，即

$$E_e = E_0 + V_0\sin\omega t \tag{15.7}$$

其中 E_0 为内转换电子的能量，V_0为被调制的幅度。由于磁谱仪有较高的能量分辨率，当它聚焦能量为 E_0的电子时，被调制的电子只有在零相位附近的一部分能到达 Si(Li) 探测器。如图 15.15(b)所示，所绘的微波半周期为 200ps，只有零相位附近 30ps 内发射的电子才能被聚焦。因此，相位 $\varphi_1+\Delta\varphi_1$ 与零相位之差也就是相对于轰击时刻的衰变时间。于是，若用移相器改变 c_1,c_2 的相对相位差，测量 Si(Li)探测器的计数率随相位变化的曲线就是激发能级的延迟衰减曲线。

一个实际的例子是测量^{169}Tm 的 118keV 能级的寿命。实验是利用静电加速器 2.5MeV 质

子激发^{169}Tm 靶，调制微波频率为 2500MHz。所得延迟衰减曲线如图 15.16 所示，图中瞬时曲线是用 50Hz 调制的。由图可见，本底接近于常数，其数值可以用来扣除延迟衰减曲线的本底。因此得^{169}Tm 的 118keV 能级的平均寿命 $\tau_e=(9.0\pm0.4)\times10^{-11}$s。

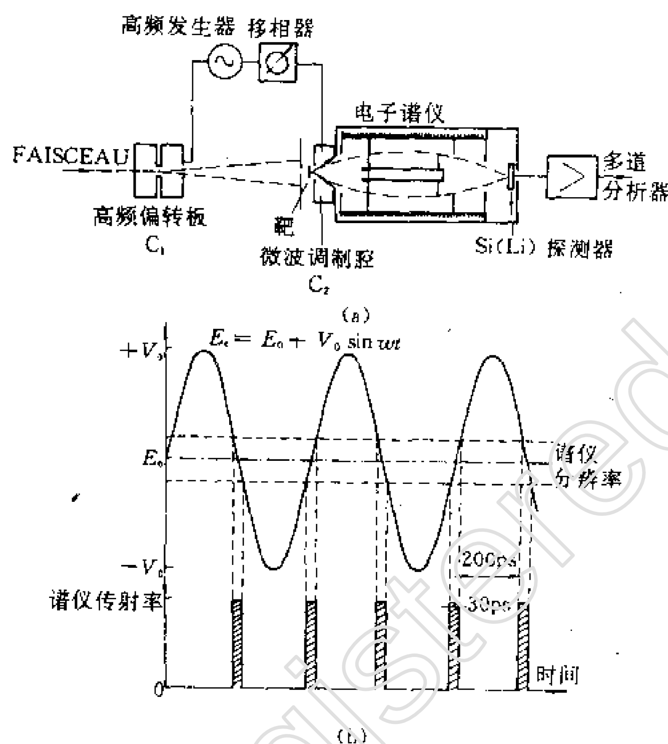


图 15.15　微波调制法原理图

三、核反冲法

核激发态的寿命还可以通过核反应生成的激发态核的反冲来确定，因为反冲核在衰变之前所飞行的平均距离决定于它的寿命。如果反冲核发射 γ 光子而退激，则发射的 γ 光子能量将因反冲核的速度而发生相应的多普勒线移或展宽。这种现象可利用来测定核激发态寿命，测量寿命和激发态能量的大致范围如图 15.17 所示，其方法主要有三种。

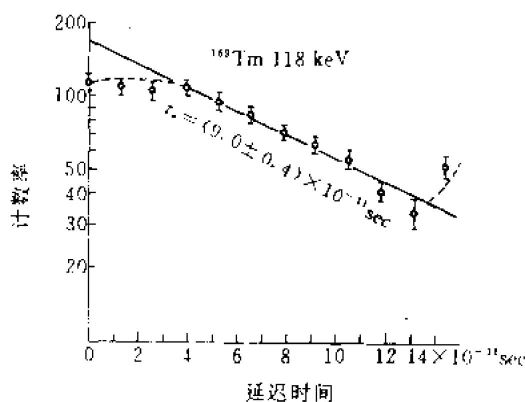


图 15.16　^{169}Tm 的 118keV 能级的延迟衰减曲线

1. 反冲飞行距离法

经核反应后，生成核的反冲速度可以根据核反应运动学求得。一般核反应过程可以表示为

$$A(a,b)B^*$$

A,B^*,a,b 分别代表靶核、激发态生成核、入射粒子和出射粒子，其质量分别为 M_A,M_B,m_a，

m_b。在非相对论的情况下质心速度 β_{CM} 可写成

$$\beta_{CM} = (2m_a E_a)^{1/2}(m_a + M_A) \qquad (15.8)$$

式中，E_a 为实验室系的入射粒子能量，质量和能量均以 MeV 为单位。β_{CM} 以光速为单位，生成核 B^* 在反冲初始（$t=0$）时刻在入射方向 z 的速度分量 $\beta_z(0)$ 为

$$\beta_z(0) = \beta_{CM}(1 + \gamma^{-1}\cos\theta_{CM}) \qquad (15.9)$$

式中，θ_{CM} 为反冲核 B^* 在质心内的出射角，γ^{-1} 为 B^* 在质心系内的速度与质心在实验室系速度的比值。可以推得

$$\gamma^{-1} = \left\{\frac{M_A m_b}{m_a M_B^*}\left[1 + \frac{m_a + M_b}{M_A}\left(\frac{Q}{E_a}\right)\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \qquad (15.10)$$

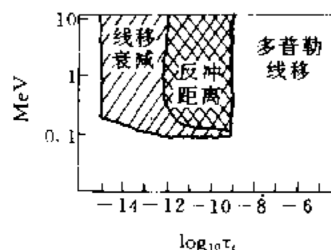


图 15.17　核反冲法的适用范围

其中，Q 为基态反应的反应能 Q_0 与 M_B 的激发态能量 E_x 之差，即 $Q=Q_0-E_x$。

因此，如果能测得反冲核于衰变之前在真空中所飞行的距离，便可根据反冲核的速度推算出衰变的平均寿命。如装置示意图 15.18 所示，反冲核在飞行过程中发射的粒子可以由带准直器的探测器测得，准直器与入射方向成 90°，若靶足够薄且反冲核局限在沿入射方向的狭小锥体内，那么移动带准直器的探测器或靶便可测得粒子发射率随准直缝与靶的距离 x 的变化。设 $x=0$ 时计数率为 $n(0)$，则

$$n(x) = n(0)e^{-x/v\tau_e} \qquad (15.11)$$

其中，v 为反冲速度，τ_e 为反冲核平均寿命。

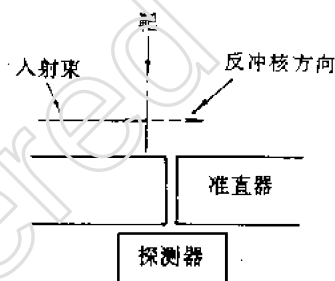


图 15.18　测量反冲核飞行距离示意图

一个实际的装置如图 15.19 所示，测量 $^{19}F(p,\alpha)^{16}O^*$ 反应，生成 ^{16}O 的 6.14 MeV3^+ 激发态的寿命，反应靶是用 CaF_2 做的，安装在可移动的靶台上。靶台位置可通过螺杆来调节，经质子轰击后反冲的 $^{16}O^*$ 向背面运动，发射的 γ 射线由固定的带准直器的 NaI(Tl) 闪烁计数器探测。对于不同的飞行距离，实验测得的结果如图 15.20 所示。图中曲线已扣除了本底计数。根据核反应的运动学关系，求得反冲核的初速度为 2.6×10^6cm/s。当 $\tau_e=8\times10^{-12}$s 时，按(15.11)式算得的衰减曲线如图 15.20 中的实线所示。经校正后求得 ^{16}O 的 6.14MeV3^- 能级的平均寿命为

$$\tau_e = (8.4 \pm 4.0) \times 10^{-12}\text{s}$$

由上可见反冲飞行距离法所能测得的最短寿命取决于反冲核的速度和飞行距离的分辨率 Δx。一般，反冲核的速度 $v\leqslant10^9$cm/s，而 $\Delta x\geqslant2\times10^{-3}$cm。因此，在中等精度下，可测的寿命 $\tau_e\geqslant10^{-12}$s。但对于 $\tau_e\geqslant10^{-9}$s 的激发态很少用反冲距离法，因为延迟符合法可能获得更高的精度。

从上面讨论也可看出，为了保证测量的精度，选择用于核反冲法的核反应，应尽可能产生单一的反冲方向和反冲速度的反冲核。因为，反冲方向和反冲速度的离散直接影响了飞行时间的离散。由(15.9)式可见，$\beta_z(0)$ 的最大离散为 $2\gamma^{-1}\beta_{CM}$。要减小离散必须尽量减小 γ^{-1}，常见的方法是选择吸热核反应（$Q<0$），并使入射粒子能量 E_1 接近反应阈，事实上，许多发射质子的反应如(α,p) 反应，当入射能量接近反应阈时，准直束的反冲核产额就足够大了，减小 γ^{-1} 的

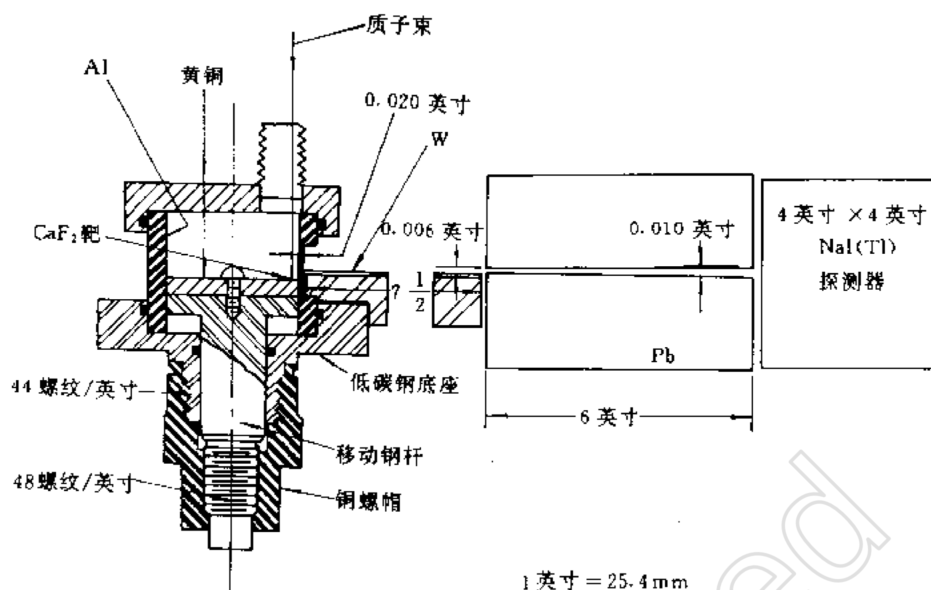


图 15.19 测量反冲飞行距离的实验装置

另一种办法是使比值 $M_A m_b/m_a M_B^*$ 减小，也就是用重离子来轰击轻靶核。以上所述的要求同样适用于下面要讨论的两种测量方法。

2. 反冲距离多普勒线移法

当运动的激发态核发射 γ 光子时，γ 光子能量将因多普勒效应而发生线移，这种现象可用来测量反冲核的飞行距离，以确定激发态核的平均寿命，其原理可用图 15.21 来说明。当入射离子束轰击靶箔时，核反应生成的反冲核将脱离靶箔，以速度 v 在真空中飞行，这时如果激发核退激并以与运动方向成 θ 角发射 γ 光子。则在 θ 角方向上接收到的 γ 光子能量 E_γ 为

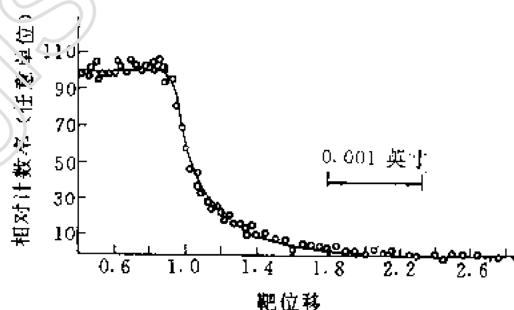


图 15.20 反冲飞行距离分布曲线

$$E_\gamma = E_{0\gamma}\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right) \qquad (15.12)$$

其中 $E_{0\gamma}$ 为核静止($v=0$)时发射的 γ 光子能量。也就是说，激发核退激时发射的 γ 光子能量因核运动而发生多普勒线移，线移的大小决定于反冲速度 v 和发射角 θ。

在核反冲的路程上加一块厚金属挡板，挡板与靶箔的距离为 d。反冲核在飞行时间 $t=d/v$ 内衰变时，发射的 γ 光子不会发生多普勒线移。

根据核衰变的指数规律，设发生多普勒线移的 γ 光子强度为 I_s，不发生多普勒线移的 γ 光子强度为 I_0，则

$$I_s = N(1 - e^{-d/v\tau_e}) \qquad (15.13)$$

$$I_0 = Ne^{-d/v\tau_e} \qquad (15.14)$$

N 为核反应产生的 γ 光子总数。再设无线移的 γ 光子的份额 $R=I_0/(I_0+I_s)$，则由(15.13)、

(15.14)式得

$$R = e^{-d/v\tau_e} \tag{15.15}$$

因此测量 R 随挡板距离 d 的变化便可得平均寿命 τ_e。

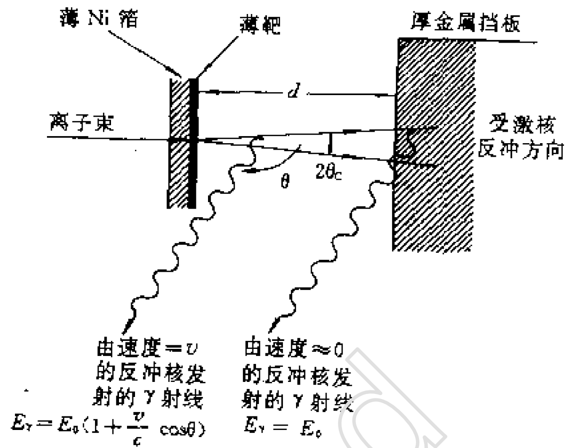


图 15.21 反冲距离法测量核寿命的原理图

实验上，γ 光子的能量可以用高分辨率的 Ge 谱仪测得。在图 15.21 的实验布置中，若沿 θ 角方向用 Ge 谱仪测量 γ 能量，就可以得到与 I_0、I_t 相对应的双峰能谱。双峰的距离决定于 θ 角，以在 $\theta=0$ 处为最大。根据双峰的间距可以算出反冲速度 v。v 还可以由核反应运动学求得，由双峰的面积可以算出 R。因此，改变不同的挡板距离 d，测量相对应的 v 和 R，根据(15.15)式就能定出激发态的平均寿命 τ_e，这就是反冲距离多普勒线移法(缩写为 RDM)测量激发态寿命的原理。

一个实际的实验装置如图 15.22，从加速器引出的离子束经钽制的光栏后入射到薄靶中心，背面的反冲核档板也是钽制的，它通过螺旋测微器调节并定位。Ge 探测器则在 $\theta=0°$ 的方向接收 γ 射线。

一个典型的实验结果如图 15.23。实验是用 14MeV 的 α 粒子产生 $^{49}Ti(\alpha,n)^{52}Cr$ 反应($Q_0=1.206$MeV)，测量 ^{52}Cr 的 3113keV6^+ 能级跃迁到 2369keV4^+ 能级的寿命，探测器是在 $\theta=0°$ 方向探测 γ 光子。图(a)为三个不同的挡板位置所测得的 γ 能谱。图(b)为不同挡板位置的比值 R，图中 d_0 对应于能量线移为零的位置，R_∞ 为本底值，据此求得平均寿命 τ_e 为 59.5±3.4ps。

由上述可见，为了实现用反冲距离多普勒线移法测量核激发态寿命，所有的 γ 射线探测器的能量分辨率必须优于 $\beta(=v/c)$ 才能分辨出双峰。例如，γ 射线能量为 1MeV，$\beta=0.5\%$ 时，Ge 探测器的能量分辨率(FWHM)优于 3keV 为宜。此外，反冲速度愈高，能量线移的测量精度也愈高，这是因为挡板位置的极限刻度约为 2×10^{-3}cm，因此反冲速度越高，飞行距离越长，定位的精度也愈高。但是，可测的最短寿命如同反冲飞行距离法一样，约为 10^{-12}s。

反冲距离多普勒线移法同样适用于气态靶，这时就不能限定核反应只发生在距挡板为 d 处了，而是采用厚度为 t 的充气靶室。加速离子束穿过靶室前的薄窗(如 Ni 箔)，通过气体后被阻于挡板上，如图 15.24 右上角的示意图，假定入射粒子在气体靶中的能量损失可以忽略，而且在通过的路程上反应截面是不变的，则

$$\begin{aligned} I_0/(I_0+I_t) &= \int_0^t e^{-x/v\tau_e}\mathrm{d}x \Big/ \int_0^t \mathrm{d}x \\ &= (v\tau_e/t)(1-e^{-t/v\tau_e}) \end{aligned} \tag{15.16}$$

据此，按不同厚度 t 的气体靶所测得的 $I_0/(I_0+I_t)$ 可求出 $v\tau_e/t$。再根据 γ 光子能量的线移或核反应运动学关系计算得反冲速度 v，便可推出生成核激发态的平均寿命。

以 36 MeV 的 ^{18}O 离子束轰击氦气靶的 $^4He(^{18}O,n)^{21}Ne$ 反应为例，在靶室厚度 d 等于 9.1，

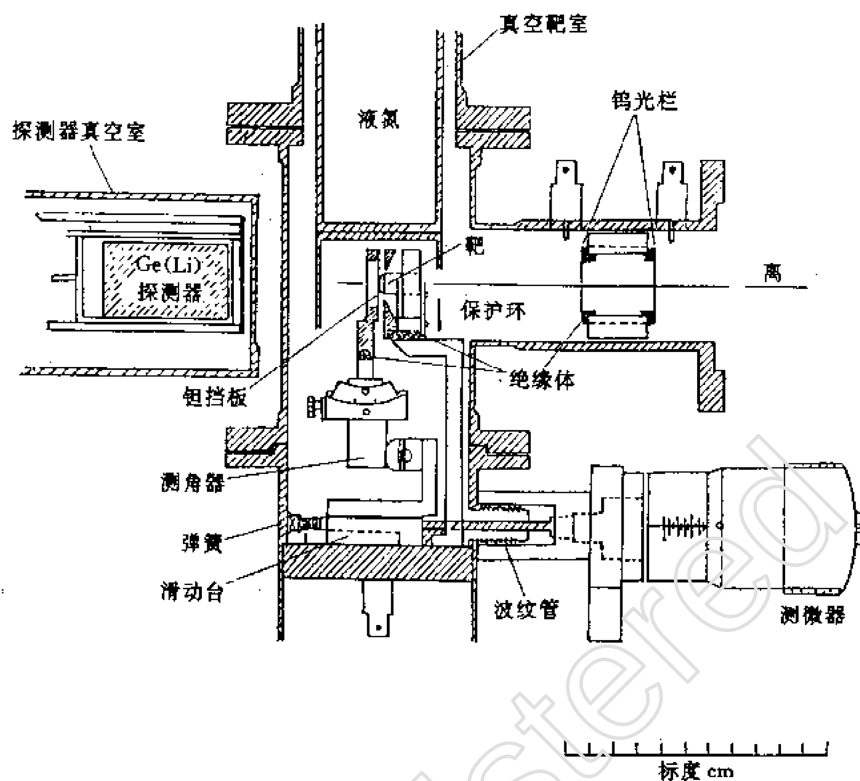


图 15.22 一个用 RDM 测寿命的实验装置

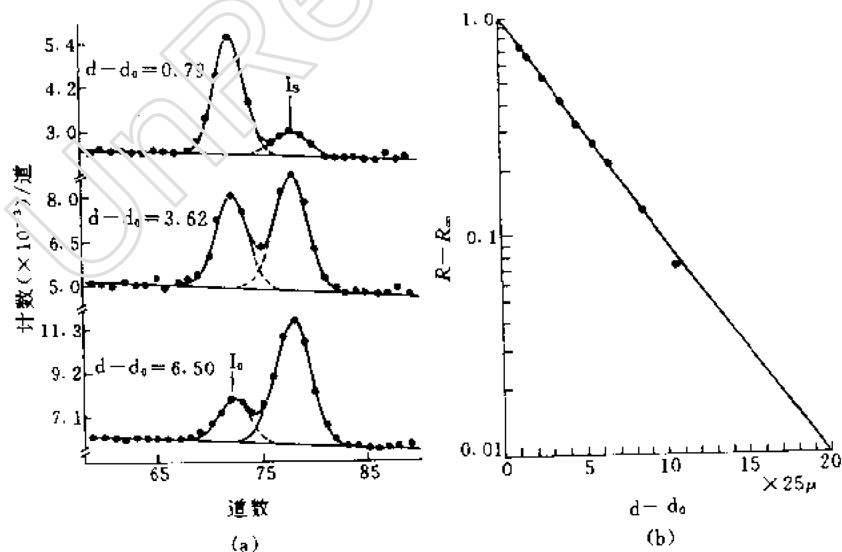


图 15.23 ^{52}Cr 的 3113,2369keV 能级的测量结果

5.2,2.7mm 时所测得的^{21}Ne 的衰变 γ 能谱的多普勒线移如图 15.24 所示，根据不同厚度 d 的能谱可以看出 d 与$(I_0+I_s)/I_0$ 的关系如图 15.25 所示。由此求得^{21}Ne 的 2791,351keV 能级的平均寿命分别为 84±10ps 和 16±4ps。

3. 多普勒线移衰减法

多普勒线移衰减法(缩写为 DSAM)是 1955 年狄温斯(Devons)及其同事首先提出的，但只是因高分辨率的 Ge 谱仪的发展才成为测量核激发态寿命的一种重要方法。

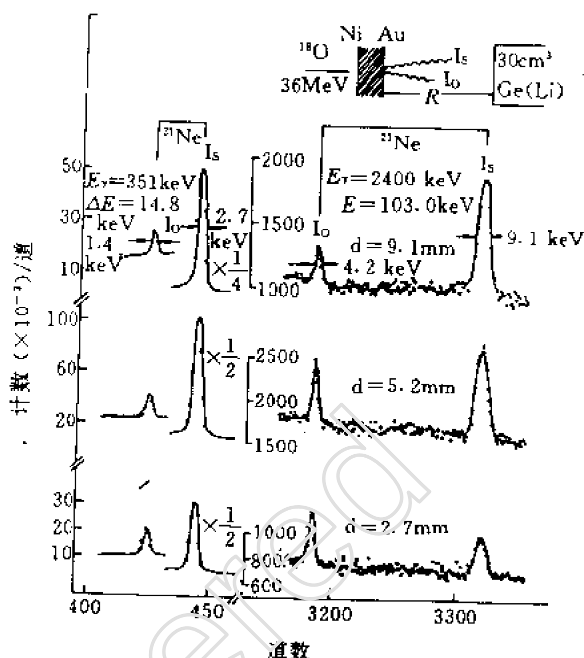


图 15.24 ^{4}He(^{18}O,n)^{21}Ne 反应的部分 γ 能谱的多普勒线移

核反应后逸出靶的反冲核倘若不是在真空中飞行，而是通过固体或气体介质，如图 15.26，那么，反冲核将在介质中慢化终致被阻止。这样一来，如果反冲核在减速过程中衰变并发射 γ 光子，则多普勒线移的 γ 能谱就不再是单能的双线了，而是在能量介于 $E_{0\gamma}$和 $E_{0\gamma}[1+\beta(0)\cos\theta]$之间呈宽分布的能谱，其谱形与反冲核的衰变率和速度随时间的分布有关。换言之，在确定的介质中，衰变寿命将决定多普勒线移能谱的谱形。对于不同的衰变寿命，在理论上可以算出对应的多普勒线移能谱的形状。因此，由谱形的分析就可以推算出衰变寿命。此外，实验上还可以确定多普勒线移能谱的平均能量线移 $\bar{E}$

$$\bar{E} = E_{0\gamma}\left[1 + F(\tau_e)\,\frac{v(0)}{c}\right] \tag{15.17}$$

式中 $F(\tau_e)$是反冲核的平均速度与初速度的比值，称为衰减因子。在确定的介质中，它是衰变寿命的函数，借此也可以确定衰变寿命。

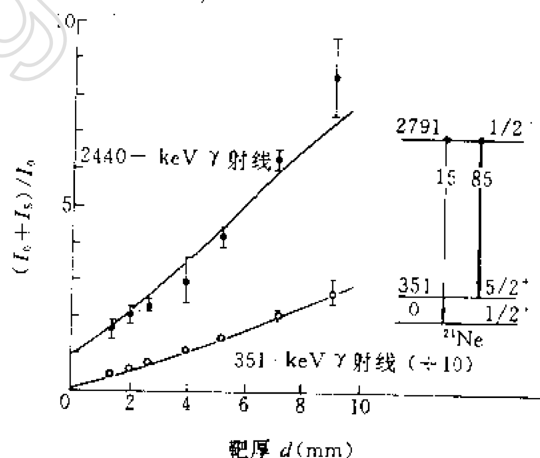


图 15.25 不同靶厚的 $I_0/(I_0+I_s)$

下面，我们来讨论衰变寿命与多普勒线移谱形的关系。按衰变的指数规律，核反应后的反冲核在减速过程中的衰变率为

$$\frac{\mathrm{d}N(t)}{\mathrm{d}t} = -\,(N_0/\tau_e)\mathrm{e}^{-t/\tau_e} \tag{15.18}$$

而减速过程中速度随时间的变化可以通过反冲核在介质中的阻止本领求得。为简单起见，阻止本领 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 取简单的形式：

$$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x = -\,K(v_z/v_0) \tag{15.19}$$

式中，v_z 为反冲核在入射方向上的速度；$v_0 = c/137$，为波尔轨道速度；c 为光速；K 为由实验确定的常数。设反冲核的质量为 M，则

$$dE/dx = Ma = Mdv_z/dt = -K(v_z/v_0) \tag{15.20}$$

以上方程的解为

$$v_z(t) = v_z(0)e^{-t/\alpha} \tag{15.21}$$

式中，$v_z(0)$ 为反冲核的初速度，$\alpha \equiv Mv_0/K$ 称为介质的特征慢化时间，它表示反冲速度减至初速度的 1/e 倍时所经过的时间。对于固体介质，α 约为 1ps 的量级。为了推导出谱形，令

$$V \equiv v_z(t)/v_z(0) \equiv \beta_z(t)/\beta_z(0) \tag{15.22}$$

则 V 为 0 与 1 之间的变量。

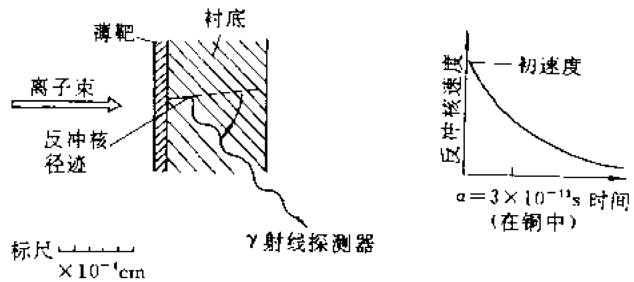


图 15.26　DSAM 原理图

由衰变规律得

$$N(V) = N(t) = N_0e^{-t/\tau_e} = N_0(e^{-t/\alpha})^{\alpha/\tau_e} \tag{15.23}$$

再由(15.22)式得

$$N(V) = N_0V^{\alpha/\tau_e} \tag{15.24}$$

微分(15.23)式即得随速度分布的多普勒线移谱形：

$$dN(V)/dV = (\alpha/\tau_e)N_0V^{(\alpha/\tau_e)-1} \tag{15.25}$$

由此可见，谱形只是变量 α/τ_e 的函数。在确定的介质中，α 可由实验测定。因此，对于不同的衰变寿命 τ_e 可以算出理想的多普勒线移谱形。图 15.27 即为计算出的 $^{25}Mg(\alpha,n\gamma)^{28}Si$ 反应生成的反冲核 ^{28}Si 在 Ni 介质中减速时不同寿命的多普勒谱形。其中，取 $\alpha = 3.474\times10^{-13}$s，能量坐标为每道 1.0keV，反之，由实验测得多普勒线移谱形就可以求出对应的衰变寿命。由图亦可看出，多普勒线移衰减法适用于衰变寿命 τ_e 与特征慢化时间 α 为相近量级的情况，若 $\tau_e \gg \alpha$，则大部分反冲核在慢化初始时就已衰变，因而呈最大的多普勒线移。相反地，若 $\tau_e \ll \alpha$，则大部分反冲核在介质中经慢化停止后才衰变，于是不存在多普勒线移。实际上，固体介质的 $\alpha \sim 10^{-12} \sim 10^{-13}$s，这也就是多普勒线移衰减法的适用范围。

以下，再回到衰减因子 $F(\tau_e)$ 的讨论上。根据定义，并由(15.20)式、(15.21)式

$$F(\tau_e) = [1/v(0)\tau_e]\int_0^\infty v_z(t)e^{-t/\tau_e}dt \tag{15.26}$$

$$\cong \alpha/(\alpha + \tau_e) \tag{15.27}$$

(15.27) 式结果说明，$F(\tau_e)$ 近似地与初速度 $v_z(0)$ 无关。因此，利用 $F(\tau_e)$ 确定衰变寿命时，由于反冲能量和反冲方向的离散所引起的初速度离散不会影响 τ_e 的测量精度。这也是衰减因子 $F(\tau_e)$ 的一个重要特征，在实验上，获得多普勒线移能谱后，便可以由能谱求得相应的 $F(\tau_e)$，即

$$F(\tau_e) = \int_0^\infty \frac{dN(V)}{dV}VdV \Big/ \int_0^\infty \frac{dN(V)}{dV}dV \tag{15.28}$$

由(15.25)、(15.27) 式可见，慢化介质的特征慢化时间 α 是确定衰变寿命的重要参数。α 除了由阻止本领的数据即由(15.30) 式确定外，尚可以由介质的射程能量关系 $R(E)$ 求得，因为

$$R(E) = \int_0^{v_z} \frac{Mv_z dv_2}{-dE/dx} \tag{15.29}$$

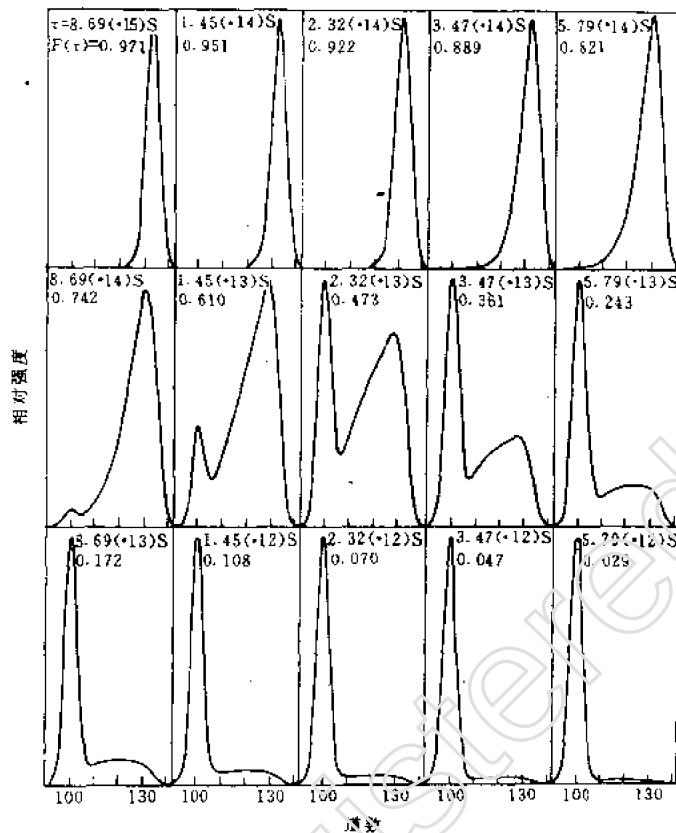


图 15.27　不同衰变寿命 τ_e 的多普勒线移谱形

由(15.19)、(15.22)式得

$$R(V)=\int_0^{v_x}\frac{Mv_z\mathrm{d}v_z}{K_e(v_z/v_0)}=a\int_0^{v_x}\mathrm{d}v_2=av_z(0)V \tag{15.30}$$

因此，由初速度及射程能量关系的数据也可以推算得特征慢化时间 α。有关特征慢化时间的讨论可见参考文献[12]。

一组实验测得的多普勒线移能谱，如图 15.28 所示，它是 ^{2}H (^{37}Cl, pγ) ^{38}Cl 反应的反冲核 ^{38}Cl 在慢化介质 Mg、Al,Cu 衰变时 γ 光子的多普勒线移谱形，图中标出了平均衰变寿命的数据。

四、确定能级宽度的方法

利用原子的激发态退激时发射的光子来激发同类原子，可以引起原子的共振吸收和共振散射，这种现象早已为人们所熟知，通常称为共振荧光。测量原子的共振吸收和共振散射的截面，可以确定相应的原子能级的宽度 Γ。根据测不准关系，能级度宽 Γ 和平均寿命 τ_e 的关系为

$$\Gamma\cdot\tau_e=\hbar \tag{15.31}$$

因此，测定能级宽度便能间接地推算出能级的平均寿命。

原子能够实现共振吸收和共振散射是因为原子在发射光子和吸收光子时，反冲而带走的

能量小于原子的能级宽度。而原子核却相反，原子核发射光子和吸收光子时因反冲而带走的能量一般远大于能级的宽度，致使退激时发射的 γ 光子不足以把同类的原子核激发到相应的能级上。根据能量和动量守恒定律，质量为 M 的原子核由激发态跃迁到基态时，发射 γ 光子的能量 E_γ 为

$$E_\gamma = E_0 - \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \qquad (15.32)$$

式中 E_0 为激发态和基态能级间的能量差，c 为光速。同理，原子核吸收 γ 光子时也要因反冲而带走一部份能量，其大小也等于 $E_\gamma^2/2Mc^2$。于是，在发射和吸收 γ 光子的过程中，消耗于反冲的能量 ΔE 就等于 $E_\gamma^2/2Mc^2$。例如，质量数 $M=100$ 的原子核发射能量为 500keV 的 γ 光子时，反冲能量损失 $\Delta E \sim 1.3$eV。然而，一般这类能级寿命 $\tau_r \geqslant 10^{-13}$s，相当于自然宽度 $\Gamma \leqslant 6.6\times10^{-3}$eV。因此，在实际情况下，$\Delta E$ 远大于 Γ。为了实现原子核的共振吸收和共振散射就必须补偿因反冲而损失的能量 ΔE，否则是很难实现的。由于这个困难，历史上在 20 年代末就有人试图观察共振散射的现象，但是均没有结果，直到 1951 年才成功地实现了原子核的共振散射实验。测量原子核的共振吸收和共振散射截面可以确定原子核能级的宽度，从而间接地定出原子核能级的寿命。这也是测定核激发态短寿命的一种方法。

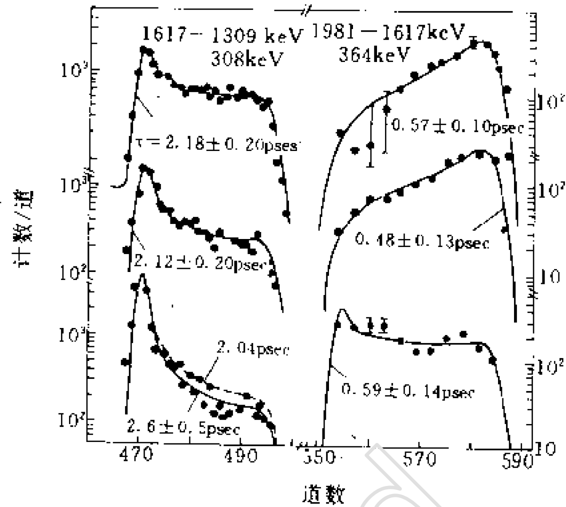


图 15.28 ^{2}H(^{37}Cl,pγ)^{38}Cl 反应在 Mg、Al、Cu 中的多普勒线移谱形

实现原子核的共振散射主要有两种办法。一种是补偿法，即补偿因核反冲而损失的能量实现有反冲的共振散射，补偿可以通过机械运动、热运动及辐射或核反应反冲等。另一种办法是无反冲共振散射，即穆斯堡尔效应。此外，粒子的俘获辐射也可以作为测量能级宽度的一种方法。我们将分别加以介绍。上述方法适用的寿命和激发能量的大致范围如图 15.29 所示。

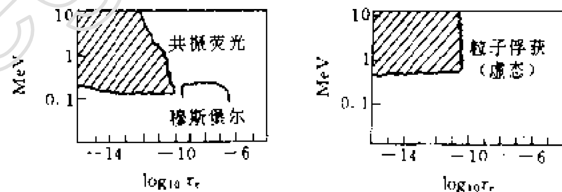


图 15.29 共振散射和粒子俘获方法的适用范围

1. 有反冲的 γ 射线共振散射

补偿核反冲能量损失实现 γ 射线的共振散射主要有 4 种方法。

(1) 机械运动补偿。利用机械运动的能量来补偿核反冲能量损失是最初成功地实现共振散射的方法。如果我们使放射源以 $u=E_\gamma/Mc$ 的速度向散射体运动，则在运动方向上发射的 γ 光子其能量将因多普勒效应而发生 $\Delta E_\gamma^2/2Mc^2$ 的能量线移，其大小正好补偿了反冲的能量损失，从而满足了共振散射的条件。

能量为 E_γ 的 γ 光子激发原子核时，引起单能级共振吸收的截面 σ 由色散理论得

$$\sigma = \frac{2I_f+1}{2I_i+1}\frac{\lambda^2}{8\pi}\frac{\Gamma_\gamma \Gamma}{(E_\gamma-E_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2} \qquad (15.33)$$

式中，E_0 为核能级的能量，λ 为相应的波长，I_f 和 I_i为激发态和基态的总角动量，Γ 和 Γ_γ为能级的总宽度和部分宽度。上式可见截面在 $E_\gamma=E_0$附近有一个尖锐的共振峰，半宽度为 Γ。当原子核发射的 γ 光子激发同类原子核时，如果没有反冲补偿，则

$$(E_\gamma - E_0) \approx \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \gg \Gamma$$

但如果由于机械运动而得到补偿，则

$$(E_\gamma - E_0) \sim 0$$

由(15.33)式可见，补偿后的截面将对应于共振峰值。不过，在估计实际的共振吸收截面时还要考虑到原子的热运动，因为热运动速度也会使发射的 γ 光子发生多普勒线移，使发射 γ 光子的能量分布加宽。因此，实际测量的截面是平均截面。按照玻耳兹曼分布，设放射性原子核沿光子发射方向的热运动速度为 v 的分布概率 $N(v)$为

$$N(v)\mathrm{d}v = \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}}\mathrm{e}^{-\frac{Mv^2}{2kT}}\mathrm{d}v \tag{15.34}$$

式中，k 为玻耳兹曼常数，T 为绝对温度，M 为原子核质量。在机械运动补偿下，平均截面为

$$\bar{\sigma}=\frac{2I_f+1}{2I_i+1}\frac{\lambda^2}{8\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{M(v)\Gamma\Gamma_\gamma\mathrm{d}v}{\frac{E_\gamma^2}{c^2}(u+v-\frac{E_\gamma}{Mc})^2+\frac{2}{4}\Gamma^2} \tag{15.35}$$

因为被积函数在 $v=(E_\gamma/Mc)-u$ 附近有一个尖锐的极大值，我们可以近似地用 $N[(E_\gamma/Mc)-u]$ 来代替 $N(v)$，结果上式就成为

$$\bar{\sigma}=\frac{(2I_f+1)}{(2I_i+1)}\frac{h^2c^2\Gamma_\gamma}{4E_\gamma^3}\sqrt{\frac{Mc^2}{2\pi kT}}\exp\left[-\frac{M[u-(E_\gamma/Mc)]^2}{2kT}\right] \tag{15.36}$$

由上式可见，平均截面随机械运动的速度 u 改变，当 $u=E_\gamma/Mc$ 时达到最大。

一个测量^{198}Hg 对 411keV γ 射线共振散射的实验装置示意图如图 15.30。γ 射线是由^{198}Au 衰变为^{198}Hg 过程中发射的；放射源^{198}Au 电镀在直径约为 15cm 的高速钢转子的尖端，通过改变转子的转速使放射源获得不同的线速度，最高时可达 8×10^4cm/s，转子转动时，γ 射线向前经准直器射向散射体(液体汞)，被散射的 γ 射线用闪烁计数器记录。实验所得曲线如图 15.31。由图可见，在 $u=7\times10^4$cm/s 处有一极大值。经修正过的实验值与理论结果比较得 $\Gamma_\gamma=2.1\times10^{-5}$eV，换算成寿命 $\tau_\gamma=3\times10^{-11}$s，与延迟符合所得实验结果符合。

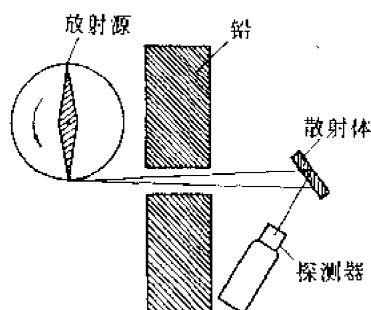


图 15.30　机械运动补偿的装置示意图

(2)热运动补偿。在室温条件下，原子核的热运动速度产生的多普勒线移不足以补偿反冲能量损失。但是，在高温条件下，由于能量分布加宽，一部分高速运动的原子核所产生的多普勒线移却可以补偿反冲能量损失，获得大的共振散射截面，而不需要附加机械运动。具体的办法是把放射源或散射体加热，或两者都加热。在(15.36)式中，如令 $u=0$，$T=T_1+T_2$，T_1 和 T_2 分别代表放射源和散射体的温度，则

$$\bar{\sigma}=\frac{2I_f+1}{2I_i+1}\frac{h^2c^2}{4\sqrt{\pi}}\frac{M}{E_\gamma^4}\Gamma_\gamma p\mathrm{e}^{-p^2} \tag{15.37}$$

这里

$$p^2 = \frac{E_\gamma^2}{Mc^2}\frac{1}{k(T_1 + T_2)}$$

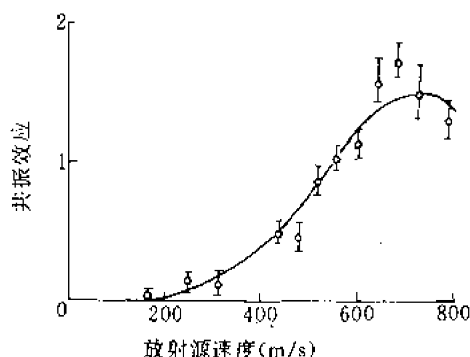


图 15.31 ^{198}Hg 的共振曲线

(15.37)式中因子 pe^{-p^2} 在 $p=1/\sqrt{2}$ 处有极大值。对于不同的能量，该因子与温度 T_1 的关系见图 15.32。图中的数据对应于 $M=200$ 及散射体处于室温条件情况。加热补偿法适用的 γ 光子能量范围是 150～500keV。对更高的能量，在可以实现的温度范围内，散射截面仍然很低，而对更低的能量，在室温下就已接近最大截面，也给实验带来困难。

另一种热补偿的共振散射装置见图 15.33，放射源封装在石英瓶内并由烘炉加热，温度用热电偶测量，散射体做成圆环状，经散射后的 γ 射线用 NaI(Tl)闪烁计数器探测。一个典型的实验结果是^{60}Ni 的共振散射。放射源是气态的$^{60}CoCl_2$，封闭在石英瓶内，散射体为 Ni。由图 15.34(b)可见，当放射源温度为 1500℃ 时，可测得 1.33MeV 的共振散射峰；(a) 图为^{60}Co 的 γ 能谱，两峰对应的能量为 1.17 和 1.33MeV。

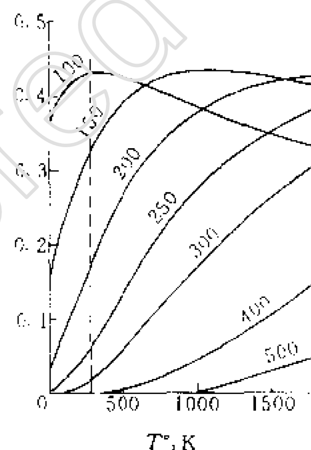


图 15.32 放射源温度对共振散射截面的影响

(3)核衰变补偿。核反冲能量损失还可以利用级联衰变的反冲来补偿。级联衰变的前级可以是 γ 跃迁、β 衰变和 k 俘获，不过 γ 跃迁考虑起来比较简单。例如，前级跃迁为 γ_1，后续跃迁为 γ_2，能量分别为 E_1、E_2，发射 γ_1 时反冲速度 $v=E_1/Mc$。如果 γ_1、γ_2 的夹角为 θ，则当 $E_1>E_2$ 并满足 $E_2=-E_1\cos\theta$ 时，即可得到补偿，而且实验上还可以按角度 θ 作符合选择。至于前级衰变为 β 时，情况要复杂一些，因为发射粒子的能量是连续分布的。这种情况，我们也可以把它看成相当于 γ 放射源加热后的效果，只是速度分布不同于玻耳兹曼分布，而是更接近矩形，它的宽度取决于衰变能量。

为了实现上述核衰变的补偿就要求在前级衰变的反冲速度尚未改变之前就发生后续 γ 衰变。换句话说，级联衰变的中间态寿命要短于原子的平均碰撞时间。因为碰撞时间与物态有关，因而气态、液态和固态放射源的散射截面就可能有很大差别。这种现象在 1955 年首次由伊拉柯瓦克(Ilakovac) 观察到，实验是用固态的^{63}Cu 和它的酸溶液，测量它发射的 960keV 的 γ 射线的共振射散截面。结果是溶液源比固态源的截面大数倍，气态源的碰撞时间远大于液态和固态源，因此对精确测量激发态寿命更有利。

(4)核反应补偿。对于生成核处于激发态并且以 γ 衰变方式退激至基态的核反应，它的 γ 射线也可以作为共振散射的激发源，因为反应后生成核的反冲所引起的多普勒线移可以用来补偿反冲能量损失。最早(1957 年) 用来测量核能级宽度的核反应是^{19}F(p,α) ^{16}O 反应，它精确地测量了^{16}O 的 6.92 和 7.12MeV 能级。在这种补偿方法中尤以质子俘获反应，即(p,γ) 反

应最适宜，因为反应后激发态生成核的运动方向就是入射质子的方向，而且速度是确定的。在这种情况下就很容易计算出多普勒线移恰好补偿反冲能量损失时的γ射线发射角度。实验的布置是使探测器经狭窄的铅准直器对准靶，并且可绕靶室轴转动，吸收体则置于准直孔的通道上，如图 15.35。探测器转到补偿的角度时就可以观察到明显的共振吸收效应。从旋转角的吸收曲线便可定出能级宽度。例如，用$^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$反应研究^{28}Si的 12.33MeV 能级时，在 71.1°处可观察到明显的共振吸收峰，如图 15.36。由此推算出寿命$\tau_e=(1.3\pm0.1)\ 10^{-16}$s，近期进展可参见文献[14]。

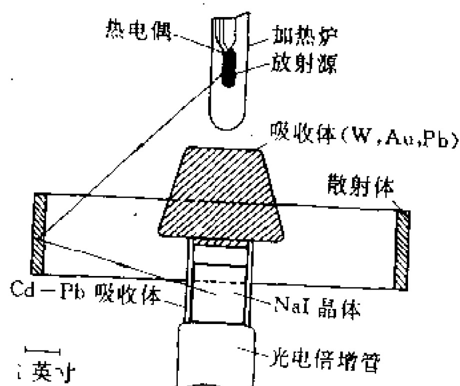


图 15.33　一种热补偿的共振散射装置

2. 无反冲共振散射

无反冲共振吸收或共振散射是 1957 年由德国人穆斯堡尔发现的，称为穆斯堡尔效应。实现原子核无反冲地反射光子和吸收光子的办法是使发射原子核和吸收原子核都固定在固体的晶格之中。由于晶格的化学键能比自由核的反冲动能大得多，在发射光子时反冲动量不足以使原子核冲出晶格，而是作为一个整体传给整个晶体(一般包含约10^{19}个原子)。根据动量守恒定律，相应的反冲动能$E_{kr}=E_\gamma^2/M_\infty c^2$，其中$M_\infty$为整个晶体的质量，它远大于单个原子的质量。例如，对原子量为 100 的原子，当$E_\gamma=100$keV 时晶体的反冲动能E_{kr}仅约10^{-19} eV，这一反冲动能比能级自然宽度小得多，可以近似认为是无反冲的，也就是说发射光子的能量等于两能级的间距，因此不需要补偿就能产生共振吸收和散射。再者，原子核固定在晶格中不能作自由的热运动而只能在晶格中振动，因而与自然宽度相比，由热运动引起的多普勒加宽也减到可以忽略的程度。这样一来，发射核和吸收核的能量分布均接近于自然宽度Γ，这也有利于提高共振截面，获得高分辨率的共振曲线。

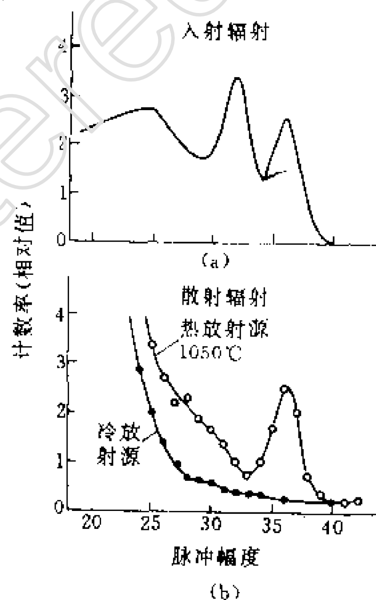


图 15.34　由^{60}Co的γ射线激发的^{60}Ni共振散射能谱

不过，束缚在晶格中的原子核可以在平衡位置附近振动，而晶格的振动能量也是量子化的，如果发射光子的反冲能量大于或等于把晶格激发到最低激发态所需的能量，反冲能量就可能激发晶格而发射声子。只有当反冲的能量小于晶格的最低激发态能量时，反冲能量才能被晶体吸收而实现无反冲发射和吸收。晶格最低激发态能量与核反冲能量在数量级上是可比拟的，因此实际上只有一部分核可实现无反冲。实现无反冲的比例称为穆斯堡尔分数或无反冲分数，用f表示，其大小随晶体而异。一般，获得足够无反冲分数的条件是反冲能量小于特征声子能量，即

$$\frac{E_\gamma^2}{M_\infty c^2}<k\theta_D$$

k 为玻耳兹曼常数，θ_D 为晶体的德拜温度。可见，γ 光子能量低，晶体的德拜温度高，均有利于实现无反冲共振。实际上，现已发现的穆斯堡尔共振能级都低于 150keV。

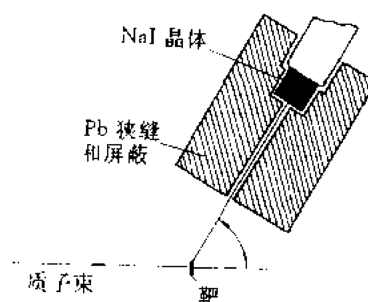


图 15.35　质子俘获反应作辐射源的共振吸收实验装置

利用穆斯堡尔效应确定低能激发态能级宽度的实验原理可用图 15.37 来说明。这是透射型装置的示意图。放射源发射的 γ 射线经吸收体透射到探测器上，吸收体与放射源之间以一定速度作相对运动，由探测器测量不同速度下 γ 射线的相对透射率。如果放射源和吸收体是同类核素并束缚于晶体，满足无反冲共振条件，则在相对速度 $v\sim0$ 时有最大的共振吸收截面，对应的穿透率为最小。相对速度（不论是正还是负）增加时，由于多普勒线移，吸收截面随之迅速减小，相应的穿透率迅速增大，于是相对穿透率随速度的变化呈尖锐的共振曲线，如图 15.38 所示。我们称它为速度谱或穆斯堡尔谱。将速度折合为能量线移时，谱线的宽度即近似于能级的自然宽度。图 15.38 为 ^{192}Ir 的 129keVγ 射线的穆斯堡尔谱，由此得平均能级宽度 Γ 为 $(3.94\pm0.58)\times10^{-5}$eV，对应的平均寿命 τ 为 1.65×10^{-10} s。

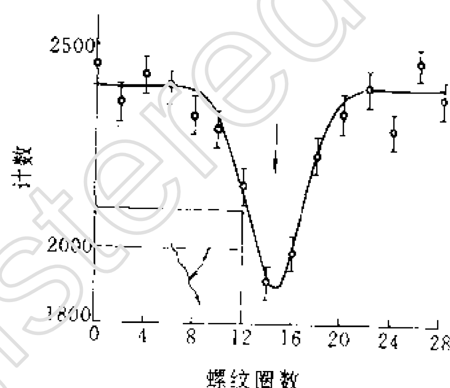


图 15.36　^{28}Si 的共振吸收曲线

实际的装置大多采用机械、电动和压电等办法来调制速度，使放射源或吸收体间以不同的速度作相对运动或进行速度扫描。其中，典型的是扬声器型的电动速度扫描器，它可以使相对速度按等速、等加速和正弦、梯形等函数变化，再用速度-幅度变换器把不同速度下透射的 γ 射线脉冲变成不同幅度的脉冲，输入多道脉冲分析器。这样，多道脉冲分析器的道数就和速度对应起来，构成按速度分布的多路定标，可以在一次测量中获得完整的穆斯堡尔谱。

穆斯堡尔效应对 γ 射线能量的依赖关系是非常灵敏的，极为微小的变化都可以探测出来，这就给研究物理和化学环境对穆斯堡尔核素的影响提供了有用的手段。因此，在发现穆斯堡尔效应以后，虽然初期主要用于核性质的研究，如核激发态寿命、磁距和电四极矩等，但由于上述特点很快就发展成为化学、磁学、生物学、冶金学和矿物学等学科的重要研究手段。它更重要的价值还在于它的应用。目前观察到的穆斯堡尔核素已达 80 余种，具有共振效应的核激发态，又称穆斯堡尔能级已达 100 个以上，其寿命分布于 $10^{-7}\sim10^{-11}$ s 之间。

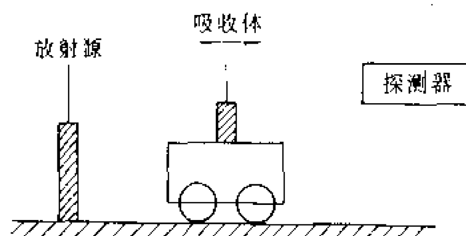


图 15.37　透射型穆斯堡尔谱仪原理图

3. 粒子俘获辐射

利用俘获辐射，包括带电粒子俘获和中子俘获，可以测定复合核虚态能级的总宽度和部份宽度，以此间接定出虚态能级的寿命。此法适用的寿命和激发能量范围见图 15.29。

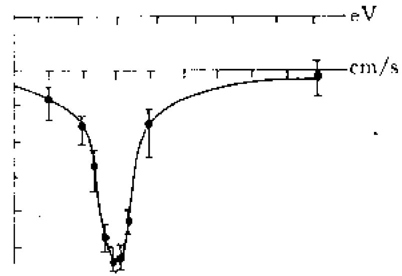


图 15.38 ^{192}Ir 的 129keV 的穆斯堡尔谱

对于带电粒子的共振俘获反应，如(p,γ)，(α,γ)反应，实验的方法是测量复合核发射的 γ 射线产额随入射粒子能量的变化曲线，即产额曲线，由产额曲线可得能级的部份宽度。下面，讨论单能级共振的情况。单能级公式对轻核($A\leqslant40$)是成立的，因为能级间距远大于自然宽度。根据 Breit-Wigner 公式，俘获截面 σ_c 为

$$\sigma_c=\frac{\lambda^2}{4\pi}g\frac{\Gamma_c\Gamma}{(E-E_R)^2-\frac{\Gamma^2}{4}} \tag{15.38}$$

式中

$$g=\frac{(2I_1+1)}{(2I_0+1)(2I_2+1)}$$

I_0 和 I_1 分别为复合核和靶原子核的自旋，I_2 为入射粒子的自旋，E 为入射粒子能量，E_R 为共振能级能量。粒子俘获后又发射 γ 光子，它的截面为

$$\sigma_{c\gamma}=\sigma_c\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \tag{15.39}$$

由此式得共振峰高度 P 为

$$P=\sigma_{c\gamma}=\frac{\lambda^2}{\pi}g\frac{\Gamma_c\Gamma_\gamma}{\Gamma^2} \tag{15.40}$$

按(15.39)式 $\sigma_{c\gamma}$ 随 E 的变化如图 15.39(a)所示，它也就是理想条件下的产额曲线。如果俘获粒子为质子($\Gamma_c=\Gamma_p$)，且俘获以后，除了发射 γ 射线或重新放射质子以外不可能有其它粒子，则 $\Gamma_p+\Gamma_\gamma=\Gamma$，在一般情况下 $\Gamma_p\gg\Gamma_\gamma$，所以 $\Gamma_p\sim\Gamma$ 代入(15.40)式得

$$P\sim\frac{\lambda^2}{\pi}g\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \tag{15.41}$$

实验上测定产额曲线的共振峰高度 P 和半宽度 Γ，即可导出 γ 跃迁的部分宽度 Γ_γ。不过，上式只是对薄靶才成立。实际上，即使是薄靶，由于靶的厚度、加速器束流的能散以及多普勒效应等，测到的半宽度 Γ_0 也比 Γ 大很多，须经修正后才能得到共振峰的自然宽度 Γ，即

$$\Gamma_0^2=\Gamma^2+\Gamma_b^2+\Gamma_t^2+\Gamma_D^2$$

其中，Γ_b，Γ_t，Γ_D 分别代表束流、靶厚、多普勒效应对宽度的贡献。

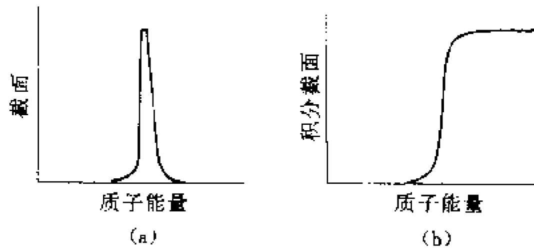


图 15.39 粒子俘获反应的产额曲线
(a)薄靶(b)厚靶

图 15.40 为^{24}Mg(α,r)^{28}Si 反应的 γ 产额曲线,静电加速器的 α 粒子能量由 1.2 MeV 逐点增至 3.2 MeV,用 10×10cm 的 NaI(Tl)测 γ 射线共得 20 个共振峰。图中,磁通计在 25.5MHz 以上是用薄靶,可以看出此段的共振曲线宽度明显地窄了。

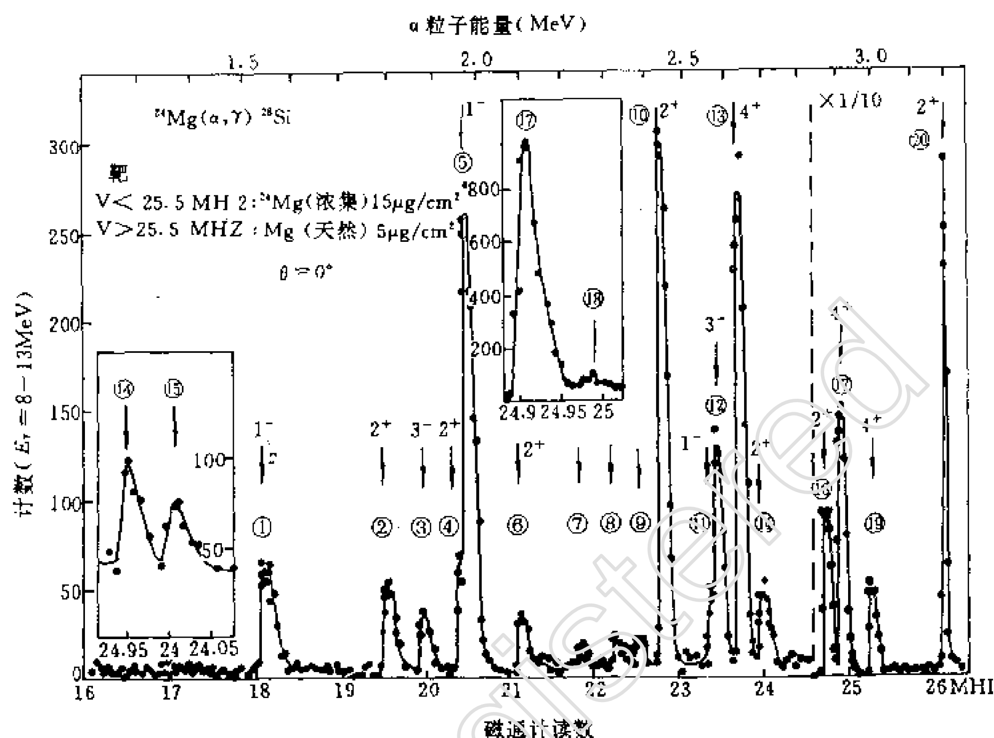


图 15.40 ^{24}Mg(α,γ)^{28}Si 反应的 γ 产额曲线

实验上更多的是用厚靶来测量,在厚靶的情况下,可以积分(15.39)式得质子俘获积分截面

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{c\gamma} dE = \frac{\lambda^2}{2} g \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma} \sim \frac{\lambda^2}{2} g \Gamma_\gamma \tag{15.42}$$

对于不同入射粒子能量,积分截面曲线如图 15.39(b)。因此,在 g 因子为已知的情况下由积分截面 S 就可推得 Γ_γ。实际测得的是 γ 射线的计数,要经过校正才能得到绝对的积分产额,然后再根据入射粒子算出 S。这种校正主要考虑探测器的立体角和探测效率、俘获辐射的角分布及靶的阻止本领。

利用俘获辐射确定能级部分宽度的典型例子是 ^{28}Si,用厚靶测量^{24}Mg(α,γ) ^{28}Si、^{27}Al(p,γ) ^{28}Si 和^{27}Al(p,α)^{24}Mg 反应在各个共振峰上的产额定出 $\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma/\Gamma$、$\Gamma_p \Gamma_\gamma/\Gamma$ 和 $\Gamma_p \Gamma_\alpha/\Gamma$。因为 $\Gamma = \Gamma_\alpha + \Gamma_p + \Gamma_\gamma$,于是可求出相应的部份宽度 Γ_γ、Γ_α、Γ_γ。

对于中子的共振俘获反应,$\Gamma_i = \Gamma_n$,$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$。以慢中子共振为例,一般的 $\Gamma_n \leqslant \Gamma_\gamma$。粗略地估计,对于轻核 $\Gamma_n \sim 10^{-3}$eV,$\Gamma_\gamma \sim 1$eV;重核的 Γ_γ 要大得多。因此,$\Gamma_\gamma \sim \Gamma$,于是(15.40)式成为

$$P = \frac{\lambda^2}{\pi} g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \tag{15.43}$$

据此，测量全截面共振峰高度 P 和宽度 Γ 即可定出 Γ_γ 和 Γ_n。

测量中子全截面的方法见第十二章，这里要指出的是一般透射法测量的分辨率不高，分辨宽度小于 Γ 就认为是好的了。因此，实际的数据必须作分辨宽度的修正。另外，还要作共振曲线的多普勒加宽的修正，因为原子的热运动引起中子能量分布加宽，它的影响使共振峰高度降低，宽度增加。在中子俘获反应中多普勒加宽的影响比带电粒子俘获反应的严重，因此必须由经上述修正后的 P 和 Γ 才能得到部分宽度 Γ_γ。

五、非弹性散射方法

利用带电粒子在靶原子核的非弹性散射可以间接确定核激发态寿命。这种方法适用的寿命及激发能量范围如图 15.41 所示。实验的方法是测定非弹性散射的微分截面。理论上可以建立非弹性散射微分截面与约化跃迁矩阵元的关系，因此从非弹性散射微分截面的实验数据可以间接地推算出能级的跃迁寿命。

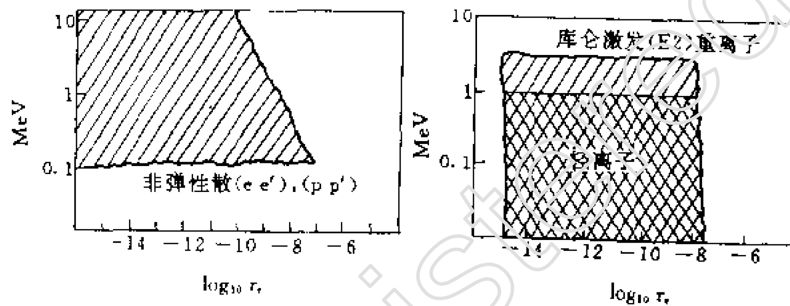


图 15.41 非弹性散射方法的适用范围

对于电子的非弹性散射，由平面波玻恩近似(PWBA)可得微分截面为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\exp} = \sigma_M F^2(q,\theta) \tag{15.44}$$

式中，σ_M 为 Mott 截面，$F^2(q,\theta)$ 为核形状因子，q 为动量转移，θ 为观察角。在动量转移大于 0.3 fm^{-1}时，形状因子可以写成

$$F^2(q,\theta) = F_c^2(q) + \left[\frac{1}{2} + \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]\left[F_e^2(q) + F_m^2(q)\right] \tag{15.45}$$

式中，右边第一项属库仑形状因子，第二项中的 $F_e(q)$ 为电形状因子，$F_m^2(q)$ 为磁形状因子。采用一定的核唯象模型，可以求出不同的电或磁多极跃迁的形状因子。根据形状因子与约化跃迁矩阵元的关系就可以建立起非弹性散射微分截面与能级平均寿命的关系。

实验是选择一组不同入射能量(对应于不同的 q)和散射角 θ，测量不同动量转移 q 的微分截面。然后，用理论的形状因子拟合实验点求出最佳拟合，从而定出约化跃迁矩阵元。例如，用 120MeV 高能电子的非弹性散射来研究 ^{26}Mg 的第一激发态。实验在动量转移为 0.4～1.05fm^{-1}范围测量非弹性散射截面，求出相应的形状因子，如图 15.42 中的实验点所示，而最佳拟合的扭曲波玻恩近似的形状因子如实线所示。由此求出由基态跃迁到第一激发态(1.809MeV)的 $E2$ 约化跃迁矩阵元 $B(E2,\uparrow)=299\pm29e^2\mathrm{fm}^4$。

用电子的非弹性散射还可以研究高多极性跃迁。目前用此法已测得的最短的部分 γ 跃迁寿命为 10^{-16}s。

非弹性散射方法还包括用质子和 α 粒子等的非弹性散射来测量能级的平均寿命。其原理与电子的非弹性散射类似。在理论上借助于核模型(如集体运动模型)也可以建立起微分散射截面与约化矩阵元的关系。

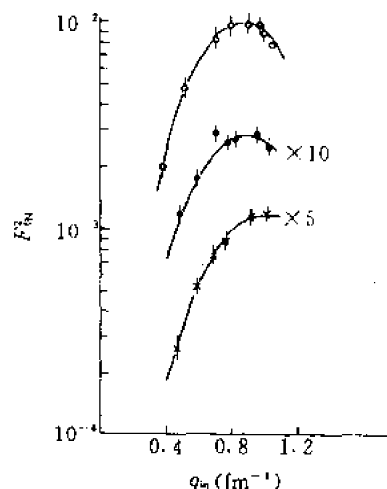


图 15.42 形状因子和动量转移关系曲线 ^{26}Mg 在 1.809MeV(○)、2.938MeV(•)、5.294MeV(×)的 2^+ 能级。

实验可以对确定的入射能量，测量不同角度的非弹性散射微分截面，然后求得能与实验点成最佳拟合的形状因子，再由形状因子求得该能级的约化跃迁矩阵元。

上述带电粒子的非弹性散射过程均包括了库仑作用和核力作用，因此理论处理相当复杂，实验上又掺杂有较强的本底干扰，特别是电子的非弹性散射。避免这一困难的办法是把入射粒子能量降低到比库仑位垒小得多的范围。这样，粒子的能量就不足以使它深入到核力作用范围，碰撞只能把基态原子核激发到低激发态，这就是库仑激发。利用库仑激发测量低激发态寿命和研究低激发能级特性(特别是定 $E2$ 跃迁能级)，已有大量的工作报道。库仑激发可以用质子也可以用更重的离子，近年来特别是用重离子激发研究高自旋态的工作引起了人们的兴趣。

由于属纯电磁相互作用，库仑激发的微分截面可以由理论精确算出。由基态到激发态的激发截面正比于同一能级的 γ 跃迁概率，其结果可参考文献[7]。必须指出，理论上计算得到的磁场激发截面比电场激发截面约小 $(v/c)^2$ 倍，v 为粒子速度，c 为光速。在库仑激发的条件下，$(v/c)\ll 1$，磁场激发的概率可以忽略。图 15.43 就是对 $Z=50$ 的靶核，激发能量为 200keV 的库仑激发截面，其中 $E2$ 截面远大于 $M1$。因此，库仑激发大多用于测 $E2$ 跃迁的低激发态能级寿命；实际处理时，把 $M1+E2$ 混合跃迁能级的库仑激发也看作属于 $E2$ 型的。

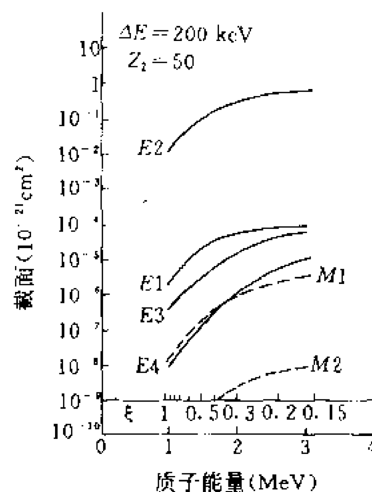


图 15.43 库仑激发截面随质子能量的关系

测量库仑激发截面的方法主要有三种。①利用磁谱仪来测量弹性散射和非弹性散射粒子。这种方法的优点是精确而且直接。磁谱仪的分辨率可达 6～15keV，在大多数情况下可以把不同组的散射粒子分开。这样，库仑激发截面就可以从非弹性散射与卢瑟福弹性散射的粒子强度比中求得，而不必测定入射粒子束的绝对强度，只要知道谱仪透射率与能量的函数关系就行了。此法另一优点是只需要非常少量的靶材料(～μg)，有可能用高浓缩的同位素作靶。②利用 Na(Tl)或 Ge 探测器测量库仑激发后退激的 γ 射线。③利用磁谱仪测量退激发射的内转换电子。

上述方法①、②都必须对 γ 射线谱仪和电子谱仪进行绝对效率的刻度，才能求得库仑激发截面。此外，测量 γ 射线强度时还要作内转换修正。对高激发态的库仑激发还要作级联跃迁贡献以及分支比的修正。

一个实际例子为通过$^{24}Mg(^{16}O,^{16}O)^{24}Mg*$库仑激发测$^{24}Mg$的1.37MeV，$2^+$能级的寿命，$^{16}O$离子束的能量为22MeV。由激发截面得约化跃迁矩阵元$B(E2,\uparrow)=420\pm25e^2fm^4$推算得$\tau_e=1.98\pm0.10ps$。

六、阻塞效应

沟道效应和阻塞效应是带电粒子在单晶体中运动时出现的一种现象，发现于60年代，但几乎同时在许多领域里得到重要的应用。在核物理中利用阻塞效应直接测量重离子反应复合核裂变寿命、非弹性散射能级寿命、形状同质异能态寿命等。测量的时间范围约$10^{-15}\sim10^{-18}s$，如图15.44所示。这样的时间范围正是目前其他方法无法测量的。因此，它能够提供许多验证核模型和区分反应机制的重要数据。

什么是沟道效应和阻塞效应呢？在单晶体中，原子是有规则按一定方向整齐地排列的，构成晶格点阵。若沿单晶体的晶轴方向看，晶格点阵之间存在着沟道走廊，沟道周围是由原子列围成的“壁”。当一束准直很好的正离子束沿某晶轴（通常是沿低指标的〈111〉、〈110〉及〈100〉轴）方向注入时，在沟道走廊将受到原子列“壁”的周期性静电力的不断作用，其发散角很小。结果，离子被限制于和原子列成很小角度的范围内。对于面沟道也有类似的情况，因此下面讨论同样适用于面沟道。这样，沿沟道方向运动的离子束受到的停阻作用比其它随意方向上的为小。于是，离子的射程变长，能量损失变小，即对离子束来说，沟道显得更为“透明”。这种现象就是沟道效应。另一方面，如果从单晶本身原子列上的某个原子核向原子列沿线方向发射出一个正粒子，则它必然受到列上前面邻近原子的散射而改变方向，因此正粒子不能沿与原子列成很小角度的范围内发射。虽然由于有晶格的热振动和辐射粒子的多次散射，但进入这个范围的入射粒子仍是少数。这就使该正粒子的角分布沿晶轴（面）方向出现一个“坑”。这种现象称为阻塞效应，如图15.45所示。若发射正粒子的方向与晶轴的夹角为ψ，则粒子随ψ角的出射概率（亦称产额）将在0°方向上为极小，并在0°附近呈现一个“坑”状的分布，称为阻塞坑。

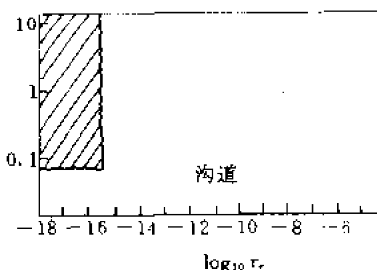


图15.44　阻塞效应测量核寿命的适用范围

理论和实验的研究结果指出，如果在晶列中发射正带电粒子的原子核在发射正粒子前发生偏离晶轴的位移，位移后距晶列的垂直距离为r，则阻塞坑的极小产额X_{min}将随r的增加而增大，其关系为

$$X_{min}(r)\propto r^2 \qquad (15.46)$$

也就是说随着位移增加，阻塞效应将减弱，坑变浅变窄。图15.45的附图中P_0代表在晶列上的原子核发射正粒子的阻塞坑，P_1代表晶列中原子核发生位移，其垂直距离为r时发射正粒子的阻塞坑。因此，通过阻塞坑的测量可以确定位移r。

利用阻塞效应测量核寿命在原理上与核反冲飞行距离法是一样的，只是用阻塞坑来定反冲核的飞行距离。现以复合核反应为例。若入射粒子与晶列上靶原子核发生核反应，则靶核被轰击后形成的复合核将发生反冲脱离晶列，其反冲速度可以根据核反应运动学关系求得。因为入射粒子与晶轴夹角为已知，据此可以算出垂直于晶列方向的反冲速度分量$v_\perp$。若反冲核经τ_r时间后发射正粒子，则发射时反冲核距晶列的垂直距离r为

$$r=v_\perp\tau_r \qquad (15.47)$$

因此，在已知 $v_\perp$ 的情况下，测量 r 即可确定出反冲核的寿命 τ_c，r 的确定就可以利用对阻塞坑的测量。

阻塞效应所能测量 r 的大小应在托马斯-费米(Thomas-Fermi)屏蔽半径(约 10^{-9} cm)与晶体晶格距离(约 10^{-8}cm)之间。一般 $v_\perp$ 在 $10^7 \sim 10^9$cm/s 之间，所以可测的寿命 τ_c 在 $10^{-15} \sim 10^{-16}$s 之间。

当复合核以 $v_\perp$ 的速度偏离晶格位置，且按简单指数率衰变时，复合核沿垂直位移 r 的分布 $f(r)$ 也是指数形式的

$$f(r) = \frac{1}{v_\perp \tau_c} e^{-r/v_\perp \tau_c} \qquad (15.48)$$



图 15.45　阻塞效应示意图

于是对轴阻塞效应，可得极小产额与寿命 τ_c 的关系为：

$$\chi_{\min}(v_\perp, \tau_c) = \pi CNd\int_0^{r_c} r^2 f(r)\mathrm{d}r + \int_{r_c}^{\infty} f(r)\mathrm{d}r$$

$$= 2\pi CNdv_\perp^2 \tau_c^2\Big[1 - \Big(\frac{r_c}{v_\perp \tau_c} + 1\Big)\mathrm{e}^{-r_c/v_\perp \tau_c}$$

$$- \frac{1}{2}\Big(\frac{r_c}{v_\perp \tau_c}\Big)^2 \mathrm{e}^{-r_c/v_\perp \tau_c}\Big] + \mathrm{e}^{-r_c/v_\perp \tau_c} \qquad (15.49)$$

式中，常数 $C = 1.3 \pm 0.2$；N 为晶体原子密度；d 为所测量的晶轴上的原子间距；r_c 为原子势截断距离，其物理意义是当复合核在垂直位移 $r < r_c$ 处衰变时，它向晶轴方向发射的正粒子将因晶轴上原子势的作用而受到阻塞，它们对阻塞坑极小产额的贡献是 $\pi CNdr^2$。当 $r > r_c$ 时，原子势对向晶轴方向发射的正粒子已起不了作用，故其对极小产额的贡献就等于复合核在 r_c 距离上存在的概率 $\exp^{-r_c/v_\perp \tau_c}$。其中 r_c 依赖于晶体的好坏和实验条件，有人选用 $r_c = 0.04$nm；更近的研究表明，取 $r_c = (\pi Nd)^{1/2}$ 更合适。

除了以上讨论的原子核发射正粒子前的反冲位移可以使阻塞效应减弱外，在实际的过程中，晶格热振动、正带电粒子在晶格原子上的多次散射、晶格缺陷、特别是晶体表面状态(如氧化层、油污)等，都会使阻塞效应减弱，对 $X_{\min}$ 值有所贡献。这些贡献随实验条件变化很大，但与寿命 τ_c 无关，因此可以把极小产额表示为

$$X_{\min} = X' + X_{\min}(v_\perp, \tau_c) \qquad (15.50)$$

其中，第一项 X' 代表一切与寿命无关的因素对 $X_{\min}$ 贡献的总和，第二项只代表由于寿命效应造成的贡献。实验中真正测到的阻塞坑极小产额是 $X_{\min}$。X' 依赖于实验条件，无法确定。为了扣除 X'，采取的办法是在相同的实验条件下测量另一个阻塞坑。类似于(15.50)式有

$$X_{0\min} = X_0' + X_{\min}(v_{0\perp}, \tau_{0c}) \qquad (15.51)$$

这样，两个阻塞坑极小产额之差为

$$\Delta\chi_{\min} = \chi_{\min} - \chi_{0\min} = \chi_{\min}(v_\perp, \tau_c) - \chi_{\min}(v_{0\perp}, \tau_{0c}) \qquad (15.52)$$

$\Delta X_{\min}$ 只与寿命有关。

实验上，确定 ΔX_{min}主要有三种方法：

(1)以弹性散射的阻塞坑作为零寿命的阻塞坑。可以认为弹性散射的反应时间 $\tau_{0e}=0$，则由(15.51)式 $X_{min}(v_{0\perp},\tau_{0e})=0$，$\Delta X_{min}=X_{min}(v_{\perp},\tau_e)$。

(2)选用不同的入射能量，若一种能量的反应时间比另一种小得多，就把 τ_{0e}作为零寿命。

(3)同时测量与束流成不同角度(θ_1,θ_2)的两个有相同指标的阻塞坑。这里对诸如〈110〉、〈101〉、〈011〉均视为有相同指标的轴。由于这样的两个轴有相同的对称性，又是同时测量的，所以可以认为多次散射、晶格热振动、晶体表面状态等对两个阻塞坑极小产额造成的贡献是相同的，于是有

$$\Delta X_{min} = X_{min}(v\sin\theta_1,\tau) - X_{min}(v\sin\theta_2,\tau) \qquad \theta_1 > \theta_2 \tag{15.53}$$

此法不需长的实验时间，适用性广、应用最多。

利用阻塞效应测量复合核寿命的实验，一般是在两维或三维靶室内进行的[15]。单晶靶装在可作两维或三维调节的靶台上，调节单晶靶面法线与束流轴线之间的方位角，使晶轴入射方向成预定的角度并对着探测器以便记录该晶轴的阻塞坑。使用的探测器大多是固体径迹探测器，也可用位置灵敏半导体探测器等。

一个例子是测量^{197}Au(^{12}C,f)反应的复合核^{209}At 的裂变寿命[9]。实验用厚约 1mg/cm^2 的无衬金单晶膜靶。能量为 72.5MeV 的^{12}C 离子束依次通过相距 600mm 的 ϕ6 和 ϕ1 光栏后打到靶上。探测^{197}Au(^{12}C,f)反应的裂变碎片用的云母径迹探测器贴在距靶心 95mm 的圆弧上，靶面法线(即〈111〉轴)与束流成 22°角。由径迹探测器测得的〈123〉与〈213〉轴的阻塞坑如图 15.46 所示，求得极小产额 X_{min}分别为(59.20±2.86)%和(54.41±2.13)%，两轴与束流方向夹角 θ_1,θ_2 分别为 30°与 21°。于是，根据极小产额的差值 ΔX_{min}求得复合核^{207}At 的裂变寿命为$(8.4^{+2.7}_{-4.1})\times10^{-18}$s。

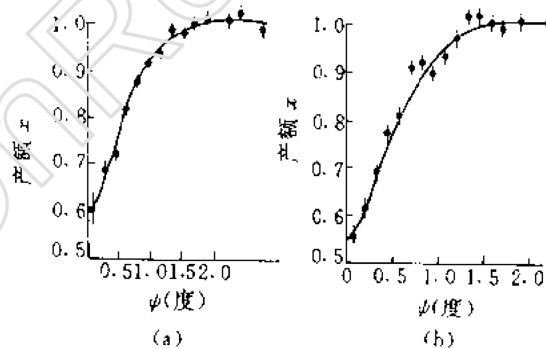


图 15.46 ^{197}Au(^{12}C,f)反应裂变碎片在 Au 单晶的〈123〉及〈213〉轴上的阻塞坑

(a)〈123〉，$\theta_1=38°$，$X_{min}=(59.20\pm2.86)\%$

(b)〈213〉，$\theta_2=21°$，$X_{min}=(54.41\pm2.13)\%$

参考文献

[1] J. H. Hamilton, J. C. Manthuruthil (Eds.), Radioactivity in nuclear spectroscopy, Vol. 1, p. 417-448, 489-548, Gordon and Breach, New York, London, Paris, 1972.

[2] J. Cerny (Ed). Nuclear spectroscopy and reactions, pary. C, p. 307-376 Academic, New York, London, 1974.

[3] F. Ajzenberg-Selove (Eds) Nuclear spectroscopy, part A, p. 512-547, Academic, New York, London, 1960.

[4] J. B. Marion, D. M. Van Patter (Eds) Nuclear Research with low energy accelerators, p. 43-74, Academic, New York, 1967.

[5] A. Z. Schwarzchild, E. K. Warburton, Ann. Rev. Nucl. Sci., 18, 265 (1968).

[6] N. MacDonald (Ed.) Nuclear structure and Electromagnetic Interactions, p. 211, Plenum, New York, 1965.

[7] K. Siegbahn (Ed.) a-, β-and γ-ray spectroscopy, Vol. II, p. 905 North-Holland. Amsterdam, 1965.

[8] E. K. Warburton, Proc. Conf. Electromagnetic Lifetime Properties, Nucl. Stats. Nucl. Sci. Ser. Rept. 37, 180 (Natl. Acad. Sci. -Natl. Res. Council, Washington, D. C. 1962).

[9] 孙相富、潘宗佑、袁双贵、徐国俊，原子核物理，第一卷，第一期，73 (1979)。

[10] W. M. Gibson, Ann. Rev. Nucl. Sci., 25, 465(1975).

[11] J. H. Fremlim, Application of Nuclear Physics, Hart Publishing-Company INC., New York, 1970.

[12] E. K. Warburton et al., Phy. Rev., 160, 938 (1967).

[13] 相福家. 图心位移法测量核寿命的一般公式. 原子核物理 1987(5):356

[14] 顾锡良等. γ共振吸收法在核短寿命测量中的应用. 物理学进展 1987(7):139

[15] Jin Weiguo etc. Lifetime measarement of the ^{28}Si compound state at 13.085 Mev by the Blocking Effect. Nucl. Iust. & Heth. 1987, B28;82

附　　录

附录 1　常用物理常数数值表

物理量	符号	数值	单位	
			国际制	CGS 制
真空中光速	C	2.997924580(12)	$10^{8}\mathrm{m \cdot s^{-1}}$	$10^{10}\mathrm{cm \cdot s^{-1}}$
精细结构常数	α^{-1}	137.03604(11)		
基本电荷	e	1.6021892(46)	$10^{-19}\mathrm{C}$	$10^{-20}\mathrm{emu}$
普朗克常数	h	6.626176(36)	$10^{-34}\mathrm{J \cdot S}$	$10^{-27}\mathrm{erg \cdot s}$
阿伏伽德罗常数	N_A	6.022045(31)	$10^{23}\mathrm{mol^{-1}}$	$10^{23}\mathrm{mol^{-1}}$
原子质量单位	u	1.6605655(86)	$10^{-27}\mathrm{kg}$	$10^{-24}\mathrm{g}$
电子静止质量	m_e	9.109534(47)	$10^{-31}\mathrm{kg}$	$10^{-28}\mathrm{g}$
质子静止质量	m_p	1.6726485(86)	$10^{-27}\mathrm{kg}$	$10^{-24}\mathrm{g}$
中子静止质量	m_n	1.6749543(86)	$10^{-27}\mathrm{kg}$	$10^{-24}\mathrm{g}$
里德伯常数	R_∞	1.097373177(83)	$10^{7}\mathrm{m^{-1}}$	$10^{5}\mathrm{cm^{-1}}$
玻尔半径	a_0	5.2917706(44)	$10^{-11}\mathrm{m}$	$10^{-9}\mathrm{cm}$
经典电子半径	r_e	2.8179380(70)	$10^{-15}\mathrm{m}$	$10^{-13}\mathrm{cm}$
克分子气体常数	R	8.31441(26)	$\mathrm{J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}}$	$10^{7}\mathrm{erg \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}}$
玻耳兹曼常数	k	1.380662(44)	$10^{-23}\mathrm{J \cdot K^{-1}}$	$10^{-16}\mathrm{erg \cdot K^{-1}}$
电子伏特	eV	$=1.6021892\times10^{-12}$		erg
		$=3.829324\times10^{-20}$		cal

附录 2　正态分布概率积分表

$$\Phi(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^x e^{-x^2/2}\mathrm{d}x$$

x	$\Phi(x)$	x	$\Phi(x)$	x	$\Phi(x)$	x	$\Phi(x)$
0.00	0.0000	0.80	0.2881	1.60	0.4452	2.40	0.4918
0.05	0.0199	0.85	0.3023	1.65	0.4505	2.45	0.4929
0.10	0.0398	0.90	0.3159	1.70	0.4554	2.50	0.4938
0.15	0.0596	0.95	0.3289	1.75	0.4599	2.55	0.4946
0.20	0.0793	1.00	0.3413	1.80	0.4640	2.60	0.4953
0.25	0.0987	1.05	0.3531	1.85	0.4678	2.65	0.4960
0.30	0.1179	1.10	0.3643	1.90	0.4713	2.70	0.4965
0.35	0.1368	1.15	0.3749	1.95	0.4744	2.75	0.4970
0.40	0.1554	1.20	0.3849	2.00	0.4773	2.80	0.4974
0.45	0.1736	1.25	0.3944	2.05	0.4798	2.85	0.4978
0.50	0.1915	1.30	0.4032	2.10	0.4821	2.90	0.4981
0.55	0.2088	1.35	0.4115	2.15	0.4842	2.95	0.4984
0.60	0.2258	1.40	0.4192	2.20	0.4861	3.00	0.4987
0.65	0.2422	1.45	0.4265	2.25	0.4878		
0.70	0.2580	1.50	0.4332	2.30	0.4893		
0.75	0.2734	1.55	0.4394	2.35	0.4906		

附录 3　常用核素表

核　素	半　衰　期	衰变方式，粒子能量(MeV)，百分比(%)	γ 射线能量(MeV)，绝对强度(%)	主要生成方式
^{3}H	12.33*a*	β^-0.0186(100)		$^{6}Li(n,a)$
^{14}C	5730*a*	β^-0.156(100)		$^{14}N(n,p)$
^{22}Na	2.602*a*	β^+1.820(0.05)	0.511(180)	$^{24}Mg(d,a)$
		0.546(90.49)	1.275(99.95)	
		EC(9.46)		
^{24}Na	15.02h	β^-1.392(99.92)	1.369(100)	$^{23}Na(n,\gamma)$
			2.754(99.85)	$^{23}Na(d,p)$
^{32}P	14.28d	β^-1.709(100)		$^{31}P(n,\gamma)$，$^{32}S(n,p)$
^{35}S	87.4d	β^-0.167(100)		$^{34}S(n,\gamma)$，$^{35}Cl(n,p)$
^{40}K	1.28×10^{8}a	β^-1.314(89.5)	1.461(10.3)	天然 0.0118%
		EC(10.5)		
^{45}Ca	165d	β^-0.257(100)		$^{44}Ca(n,\gamma)$. $^{45}Sc(n,p)$
^{46}Sc	83.60d	β^-0.357(100)	0.889(100)	$^{45}Sc(n,\gamma)$
			1.121(100)	
^{51}Cr	27.70d	EC(100)	0.320(9.83)	$^{50}Cr(n,\gamma)$
^{54}Mn	312d	EC(100)	0.835(100)	$^{53}Cr(d,n)$
^{56}Mn	2.579h	β^-2.86(60)	0.847(99)，1.811(29)	$^{55}Mn(n,\gamma)$
		1.05(24)	2.110，2.52，2.66	
^{55}Fe	2.7a	EC(100)	0.006(28)	$^{54}Fe(n,\gamma)$
^{59}Fe	44.6d	β^-0.274(45.8)	1.095(55.8)	$^{58}Fe(n,\gamma)$
		0.467(52.7)	1.292(43.2)	
^{56}Co	78.8d	β^+1.5(18)	0.847(99.97)	$^{58}Fe(d,2n)$
		EC(81)	1.238(67.7)，	
			1.771，2.599，3.254	
^{57}Co	271d	EC(100)	0.122(85.2)	$^{56}Fe(d,n)$
^{60}Co	5.271a	β^-0.318(99.9)	1.173(99.86)	$^{59}Fe(n,\gamma)$
			1.333(99.98)	
^{63}Ni	100y	β^-0.066(100)		$^{62}Ni(n,\gamma)$
^{65}Zn	244.1d	β^+0.325(1.46)	0.511(3.0)	$^{64}Zn(n,\gamma)$
		EC(98.54)	1.115(50.7)	
^{75}Se	118.5d	EC(100)	0.136(54.0)	$^{74}Se(n,\gamma)$
			0.265(56.9)	
^{85}Kr	10.7a	β^-0.672(99.57)	0.514(0.43)	$^{84}Kr(n,\gamma)$
^{85}Sr	64.8d	EC(100)	0.514(100)	$^{84}Sr(n,\gamma)$
^{89}Sr	50.5d	β^-1.463(100)	0.913(0.009)	$^{88}Sr(n,\gamma)$
^{90}Sr	28.8a	β^-0.546(100)		裂变
^{88}Y	106.6d	β^+0.763(0.2)	1.836(99.4)	$^{88}Sr(d,2n)$
		EC(99.8)	0.898(93.2)	
^{90}Y	64.1h	β^-2.274(99.98)		^{90}Sr 子体
^{95}Zr	64.0d	β^-0.396(55)	0.757(54.6)	裂变
		0.360(43)	0.724(44.5)	

续表

核　素	半　衰　期	衰变方式，粒子能量(MeV)，百分比(%)	γ射线能量(MeV)，绝对强度(%)	主要生成方式
^{99}Mo	66.02h	β^-1.234(82)	0.741(13.6) 0.181(6.6)	^{98}Mo(n,γ)，裂变
^{99m}Tc	6.02h	IT(100)	0.141(88.5)	^{99}Mo 子体
^{103}Ru	39.4d	β^-0.214(89.0)	0.497(88.2) 0.610(5.5)	^{102}Ru(n,γ)，裂变
^{106}Ru	367d	β^-0.039(100)		裂变
^{106}Rh	29.8s	β^-3.55(68)	0.512(21) 0.622(11)	^{106}Ru 子体
^{110}Ag	24.4s	β^-2.87(95.5)	0.658(4.5)	^{109}Ag(n,γ)
^{109}Cd	453d	EC(100)	0.088(3.6) 0.022—0.025(67.7)	^{108}Cd(n,γ)
^{113m}In	99.5min	IT(100)	0.393(64.9)	^{113}Sn 子体
^{116m}In	54.1min	β^-0.87(38) 1.00(43)	1.293(80)，1.09(53)	^{115}In(n,γ)
^{113}Sn	115.1d	EC(100)	0.393(100)	^{112}Sn(n,γ)
^{124}Sb	60.20d	β^-0.61(52)	0.603(98) 1.691(50.4)	^{123}Sb(n,γ)
^{132}Te	78h	β^-0.215(100)	0.228(88) 0.053(13.9)	裂变
^{125}I	60.2d	EC(100)	0.035(7) 0.027—0.032	^{123}Sb(α,2n)
^{131}I	8.040d	β^-0.606(89.7)	0.364(81.8) 0.637，0.284	裂变 ^{130}Te(n.γ)^{131}Te→^{131}I
^{134}Cs	2.062a	β^-0.658(70) 0.089(25)	0.605(97.6) 0.796(85.4)	^{133}Cs(n,γ)
^{137}Cs	30.17a	β^-0.512(94.7) 1.173(5.3)	0.662(85.1)	裂变
^{133}Ba	10.7a	EC(100)	0.356(61.9)，0.081(33.8) 0.303，0.384，0.276	^{132}Ba(n,γ)
^{144}Ce	284d	β^-0.31	0.134(11)，0.08(2)	裂变
^{147}Pm	2.6234a	β^-0.225(100)	0.122(4×10^{-3})	裂变
^{153}Gd	241.6d	EC(100)	0.097(30) 0.103(20)	^{152}Gd(n,γ)
^{170}Tm	128.6d	β^-0.968(77) 0.884(22.8)	0.084(3.4) 0.051—0.061(5)	^{169}Tm(n,γ)
^{182}Ta	115d	β^-0.522(40) 0.258，0.437	0.77(43)，1.121(36.5) 0.100，1.189，1.221	^{181}Ta(n,γ)
^{185}W	75.1d	β^-0.429(100)	0.125(0.005)	^{184}W(n,γ)
^{192}Ir	74.2d	β^-0.670(47.2) 0.530(42.6)，EC(4.7)	0.316(82.7)，0.468(47) 0.308，0.296，0.604	^{191}Ir(n,γ)
^{198}Au	2.696d	β^-0.961(98.66)	0.412(95.45)	^{197}Au(n,γ)

续表

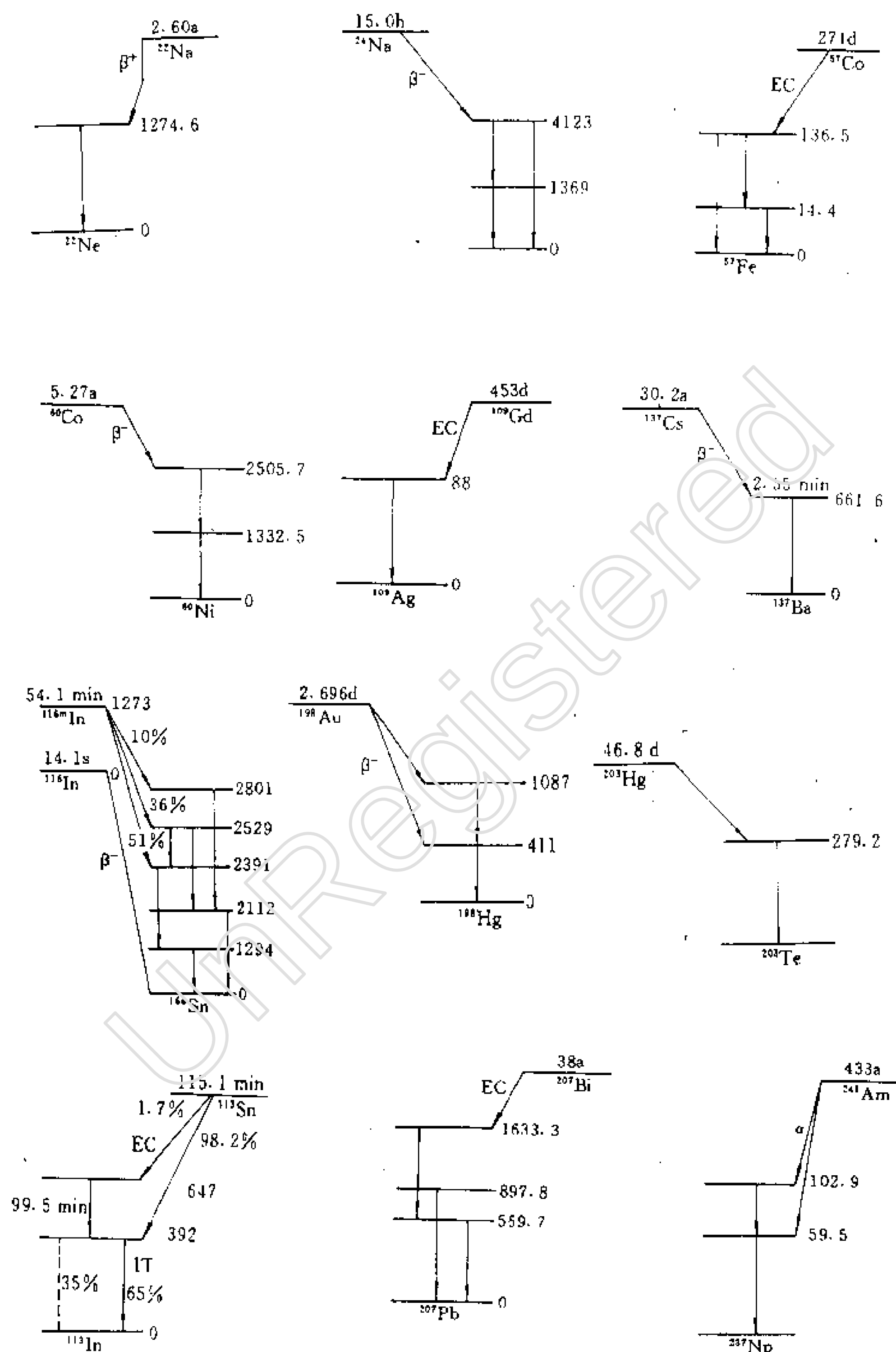
核　素	半衰期	衰变方式,粒子能量(MeV),百分比(%)	γ射线能量(MeV),绝对强度(%)	主要生成方式
^{203}Hg	46.8d	β^- 0.212(100)	0.279(81.5)	$^{202}Hg(n,\gamma)$
^{204}Tl	3.77a	β^- 0.763(97.4)		$^{203}Tl(n,\gamma)$
		EC(2.6)		
^{210}Pb	22.3a	β^- 0.015(81)	0.047(4)	^{226}Ra 子体
		0.061(19). α 5.305		
^{207}Bi	38a	EC(100)	0.57(97.8). 1.064(74.3)	Pb(d,Xn)
			e^- 0.482, 0.975, 1.048	
^{210}Po	138.38d	α5.305(100)	0.803(0.0012)	^{226}Ra 子体
^{222}Rn	3.8235d	α5.490(100)	0.510(0.07)	天然
^{226}Ra	1.60×10^3a	α4.785(94.5)	0.186(3.4)	天然
^{228}Th	1.9131y	α5.423(72.7)	0.085(1.6). 0.216	天然
		5.341(26.7)		
^{232}Th	$1.41\times10^{10}a$	α4.012(77)		天然
		3.953(23)		
^{235}U	7.038×10^8a	α4.401(57)	0.185(54.0)	天然
		4.365(18)	0.144(11.0)	
^{238}U	4.468×10^9a	α4.196(77)		天然
		4.149(23)		
^{238}Pu	87.74a	α5.499(72)	0.011—0.022(13)	$^{237}Np(n,\gamma)^{238}Np(\beta^-)$
		5.457(28)		
^{239}Pu	2.41×10^4a	α5.155(73)		$^{238}U(n,\gamma)^{239}U(\beta^-)$
		5.143(15)		
^{241}Am	433a	α5.486(85.2)	0.0595(36)	^{241}Pu 子体
		5.443(12.8)		
^{242}Cm	162.8d	α6.115(73.7)	0.044	^{238}U,^{239}Pu 多次中子俘获
		6.071(26.3)		
^{244}Cm	18.11a	α5.805(76.7)		^{238}U,^{239}Pu 多次中子俘获
		5.763(23.3)		
^{252}Cf	2.64a	α6.119(84.3)		^{238}U,^{239}Pu 多次中子俘获
		6.076(15.5)		
		sf(3.1)		

本表数据主要引自 Lederen and Shirley: Table of Isotopes 7th edition(1978)与原子力工业第23卷第8号129(1977)。

附录 4　放射性衰变计算表

$t/t_{\frac{1}{2}}$	$e^{-\lambda t}$	$t/t_{\frac{1}{2}}$	$e^{-\lambda t}$	$t/t_{\frac{1}{2}}$	$e^{-\lambda t}$	$t/t_{\frac{1}{2}}$	$e^{-\lambda t}$	$t/t_{\frac{1}{2}}$	$e^{-\lambda t}$
0	1.0000	0.41	0.7526	1.14	0.4538	2.30	0.2031	4.60	0.0412
0.01	0.9931	0.42	0.7474	1.16	0.4475	2.35	0.1961	4.70	0.0385
0.02	0.9862	0.43	0.7423	1.18	0.4413	2.40	0.1895	4.80	0.0359
0.03	0.9794	0.44	0.7371	1.20	0.4353	2.45	0.1830	4.90	0.0335
0.04	0.9726	0.45	0.7320	1.22	0.4293	2.50	0.1768	5.00	0.0312
0.05	0.9659	0.46	0.7270	1.24	0.4234	2.55	0.1708	5.10	0.0292
0.06	0.9593	0.47	0.7220	1.26	0.4175	2.60	0.1649	5.20	0.0272
0.07	0.9526	0.48	0.7170	1.28	0.4118	2.65	0.1593	5.30	0.0254
0.08	0.9461	0.49	0.7120	1.30	0.4061	2.70	0.1539	5.40	0.0237
0.09	0.9395	0.50	0.7071	1.32	0.4005	2.75	0.1487	5.50	0.0221
0.10	0.9330	0.52	0.6974	1.34	0.3950	2.80	0.1436	5.60	0.0206
0.11	0.9266	0.54	0.6878	1.36	0.3896	2.85	0.1387	5.70	0.0192
0.12	0.9202	0.56	0.6783	1.38	0.3842	2.90	0.1340	5.80	0.0179
0.13	0.9138	0.58	0.6690	1.40	0.3789	2.95	0.1294	5.90	0.0167
0.14	0.9075	0.60	0.6597	1.42	0.3737	3.00	0.1250	6.00	0.0156
0.15	0.9013	0.62	0.6507	1.44	0.3685	3.05	0.1207	6.20	0.0136
0.16	0.8950	0.64	0.6417	1.46	0.3635	3.10	0.1166	6.40	0.0118
0.17	0.8888	0.66	0.6329	1.48	0.3585	3.15	0.1127	6.60	0.0103
0.18	0.8827	0.68	0.6242	1.50	0.3536	3.20	0.1088	6.80	0.0090
0.19	0.8766	0.70	0.6156	1.52	0.3487	3.25	0.1051	7.00	0.0078
0.20	0.8705	0.72	0.6071	1.54	0.3439	3.30	0.1015	7.20	0.0068
0.21	0.8645	0.74	0.5987	1.56	0.3391	3.35	0.0981	7.40	0.0059
0.22	0.8586	0.76	0.5905	1.58	0.3345	3.40	0.0948	7.60	0.0052
0.23	0.8526	0.78	0.5824	1.60	0.3299	3.45	0.0915	7.80	0.0045
0.24	0.8467	0.80	0.5744	1.62	0.3253	3.50	0.0884	8.00	0.0039
0.25	0.8409	0.82	0.5664	1.64	0.3209	3.55	0.0854	8.20	0.0034
0.26	0.8351	0.84	0.5586	1.66	0.3164	3.60	0.0825	8.40	0.0030
0.27	0.8293	0.86	0.5509	1.68	0.3121	3.65	0.0797	8.60	0.0026
0.28	0.8236	0.88	0.5434	1.70	0.3078	3.70	0.0770	8.80	0.0022
0.29	0.8179	0.90	0.5359	1.75	0.2973	3.75	0.0743	9.00	0.0020
0.30	0.8122	0.92	0.5285	1.80	0.2872	3.80	0.0718	9.20	0.0017
0.31	0.8066	0.94	0.5212	1.85	0.2774	3.85	0.0693	9.40	0.0015
0.32	0.8011	0.96	0.5141	1.90	0.2679	3.90	0.0670	9.60	0.0013
0.33	0.7955	0.98	0.5070	1.95	0.2588	3.95	0.0647	9.80	0.0011
0.34	0.7900	1.00	0.5000	2.00	0.2500	4.00	0.0625	10.00	0.0010
0.35	0.7846	1.02	0.4931	2.05	0.2415	4.10	0.0583	10.50	0.0007
0.36	0.7792	1.04	0.4863	2.10	0.2333	4.20	0.0544	11.00	0.0005
0.37	0.7738	1.06	0.4796	2.15	0.2253	4.30	0.0508	11.50	0.0004
0.38	0.7684	1.08	0.4730	2.20	0.2176	4.40	0.0474	12.00	0.0002
0.39	0.7631	1.10	0.4665	2.25	0.2102	4.50	0.0442	13.00	0.0001
0.40	0.7579	1.12	0.4601						

附录 5　常用核素衰变纲图(简化)



附录 6　圆面源对圆面探测器的平均立体角计算

在放射源活度的确定中，几何因子的计算十分重要。当源为点源且位于半径为 R_2 圆面探测器的对称轴上，距离为 a，则所张立体角为 $\Omega=2\pi\left[1-\frac{a}{\sqrt{R_2^2+a^2}}\right]$。当源是半径为 R_1 的圆面源时，所张平均立体角（几何因子）很难用解析式表示。用多边形近似，级数展开，Monte Carlo 计算都可得到系列数值表。核技术 Vol. 14 P48(1991)有一简单的计算方法，程序简单可用微机计算。算得对各种 R_2/a 和 R_1/a 情况下的平均立体角见表。

表中各种 R_2/a 和 R_1/a 情况下的圆形源对圆形探测器的平均立体角

R_2/a	R_1/a									
	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
0.1	0.0310	0.0303	0.0293	0.0279	0.0264	0.0248	0.0231	0.0214	0.0199	0.0184
0.2	0.1212	0.1187	0.1148	0.1098	0.1040	0.0978	0.0913	0.0850	0.0788	0.0730
0.3	0.2633	0.2583	0.2505	0.2402	0.2283	0.2153	0.2017	0.1882	0.1749	0.1623
0.4	0.4468	0.4392	0.4271	0.4112	0.3923	0.3714	0.3495	0.3272	0.3052	0.2839
0.5	0.6600	0.6501	0.6341	0.6130	0.5875	0.5590	0.5284	0.4969	0.4653	0.4344
0.6	0.8915	0.8799	0.8610	0.8357	0.8049	0.7697	0.7314	0.6913	0.6504	0.6098
0.7	1.1316	1.1189	1.0983	1.0702	1.0356	0.9955	0.9512	0.9038	0.8547	0.8052
0.8	1.3725	1.3594	1.3380	1.3087	1.2720	1.2289	1.1805	1.1278	1.0724	1.0154
0.9	1.6086	1.5957	1.5743	1.5448	1.5076	1.4634	1.4129	1.3572	1.2975	1.2350
1.0	1.8361	1.8237	1.8030	1.7743	1.7378	1.6939	1.6432	1.5865	1.5247	1.4590
1.1	2.0527	2.0410	2.0214	1.9941	1.9591	1.9167	1.8673	1.8113	1.7459	1.6827
1.2	2.2571	2.2462	2.2279	2.2023	2.1695	2.1294	2.0822	2.0283	1.9680	1.9020
1.3	2.4489	2.4388	2.4220	2.3983	2.3678	2.3305	2.2862	2.2352	2.1777	2.1140
1.4	2.6281	2.6189	2.6035	2.5818	2.5538	2.5193	2.4783	2.4308	2.3767	2.3164
1.5	2.7951	2.7867	2.7727	2.7530	2.7274	2.6959	2.6582	2.6144	2.5642	2.5078
1.6	2.9506	2.9430	2.9303	2.9124	2.8891	2.8604	2.8261	2.7859	2.7398	2.6877
1.7	3.0952	3.0883	3.0768	3.0606	3.0395	3.0135	2.9823	2.9457	2.9036	2.8558
1.8	3.2297	3.2235	3.2131	3.1985	3.1794	3.1558	3.1275	3.0943	3.0561	3.0125
1.9	3.3550	3.3493	3.3399	3.3267	3.3094	3.2881	3.2625	3.2324	3.1977	3.1581
2.0	3.4716	3.4665	3.4580	3.4460	3.4394	3.4111	3.3879	3.3607	3.3293	3.2934
2.1	3.5803	3.5757	3.5680	3.5572	3.5430	3.5256	3.5046	3.4800	3.4515	3.4190
2.2	3.6818	3.6776	3.6707	3.6608	3.6480	3.6322	3.6132	3.5909	3.5651	3.5357
2.3	3.7767	3.7729	3.7666	3.7576	3.7460	3.7317	3.7145	3.6942	3.6709	3.6442
2.4	3.8654	3.8620	3.8562	3.8481	3.8376	3.8246	3.8089	3.7906	3.7694	3.7452
2.5	3.9486	3.9455	3.9403	3.9329	3.9233	3.9114	3.8972	3.8805	3.8613	3.8393
2.6	4.0267	4.0239	4.0191	4.0123	4.0036	3.9928	3.9798	3.9646	3.9471	3.9271
2.7	4.1001	4.0975	4.0931	4.0869	4.0790	4.0691	4.0573	4.0434	4.0274	4.0092
2.8	4.1691	4.1667	4.1627	4.1571	4.1498	4.1408	4.1300	4.1173	4.1027	4.0861
2.9	4.2342	4.2320	4.2283	4.2232	4.2165	4.2082	4.1983	4.1867	4.1734	4.1582
3.0	4.2945	4.2936	4.2902	4.2855	4.2793	4.2717	4.2626	4.2520	4.2398	4.2259
3.1	4.3536	4.3518	4.3487	4.3443	4.3386	4.3316	4.3233	4.3135	4.3023	4.2895
3.2	4.4085	4.4068	4.4039	4.3999	4.3947	4.3882	4.3805	4.3716	4.3612	4.3495
3.3	4.4605	4.4589	4.4563	4.4525	4.4477	4.4418	4.4347	4.4264	4.4169	4.4061
3.4	4.5098	4.5083	4.5059	4.5024	4.4980	4.4925	4.4859	4.4783	4.4695	4.4595
3.5	4.5566	4.5553	4.5530	4.5498	4.5457	4.5406	4.5345	4.5274	4.5193	4.5101
3.6	4.6011	4.5999	4.5977	4.5948	4.5910	4.5862	4.5806	4.5740	4.5663	4.5580
3.7	4.6434	4.6423	4.6403	4.6376	4.6340	4.6296	4.6244	4.6183	4.6113	4.6034
3.8	4.6838	4.6827	4.6809	4.6783	4.6750	4.6709	4.6661	4.6604	4.6539	4.6465
3.9	4.7223	4.7212	4.7195	4.7172	4.7141	4.7103	4.7057	4.7005	4.6944	4.6876
4.0	4.7590	4.7580	4.7564	4.7542	4.7513	4.7478	4.7435	4.7386	4.7330	4.7266

* R_1 是源的半径，R_2 是探测器的半径，a 是源和探测器之间的距离。

R_1/a	R_2/a									
	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0
0.1	0.0170	0.0157	0.0145	0.0134	0.0124	0.0115	0.0107	0.0100	0.0093	0.0087
0.2	0.0675	0.0624	0.0577	0.0535	0.0495	0.0460	0.0428	0.0398	0.0371	0.0347
0.3	0.1504	0.1393	0.1290	0.1196	0.1109	0.1030	0.0958	0.0893	0.0833	0.0778
0.4	0.2637	0.2447	0.2271	0.2108	0.1958	0.1820	0.1695	0.1580	0.1474	0.1378
0.5	0.4048	0.3767	0.3503	0.3257	0.3030	0.2821	0.2629	0.2453	0.2292	0.2144
0.6	0.5703	0.5324	0.4964	0.4627	0.4313	0.4022	0.3754	0.3507	0.3279	0.3070
0.7	0.7562	0.7085	0.6629	0.6196	0.5789	0.5409	0.5057	0.4730	0.4428	0.4150
0.8	0.9580	0.9015	0.8465	0.7937	0.7436	0.6965	0.6523	0.6112	0.5731	0.5377
0.9	1.1711	1.1070	1.0437	0.9822	0.9231	0.8669	0.8138	0.7640	0.7175	0.6742
1.0	1.3906	1.3208	1.2509	1.1818	1.1146	1.0499	0.9882	0.9298	0.8748	0.8233
1.1	1.6120	1.5387	1.4639	1.3890	1.3150	1.2428	1.1732	1.1067	1.0435	0.9840
1.2	1.8311	1.7564	1.6791	1.6002	1.5212	1.4430	1.3666	1.2927	1.2219	1.1546
1.3	2.0447	1.9706	1.8926	1.8119	1.7298	1.6473	1.5656	1.4856	1.4080	1.3336
1.4	2.2500	2.1781	2.1014	2.0209	1.9376	1.8528	1.7674	1.6828	1.5998	1.5192
1.5	2.4453	2.3768	2.3029	2.2243	2.1418	2.0565	1.9695	1.8519	1.7948	1.7093
1.6	2.6295	2.5653	2.4953	2.4199	2.3398	2.2558	2.1689	2.0802	1.9908	1.9018
1.7	2.8022	2.7426	2.6772	2.6061	2.5297	2.4485	2.3634	2.2753	2.1853	2.0945
1.8	2.9634	2.9086	2.8481	2.7818	2.7099	2.6307	2.5509	2.4650	2.3761	2.2851
1.9	3.1134	3.0633	3.0077	2.9465	2.8797	2.8073	2.7297	2.6474	2.5611	2.4716
2.0	3.2527	3.2072	3.1565	3.1003	3.0387	2.9716	2.8990	2.8212	2.7386	2.6521
2.1	3.3822	3.3408	3.2946	2.2435	3.1870	3.1252	3.0579	2.9853	2.9075	2.8249
2.2	3.5023	3.4648	3.4229	3.3764	3.3249	3.2684	3.2065	3.1393	3.0667	2.9890
2.3	3.6139	3.5800	3.5420	3.4997	3.4530	3.4014	3.3448	3.2831	3.2160	3.1437
2.4	3.7178	3.6869	3.6525	3.6142	3.5717	3.5249	3.4733	3.4169	3.3553	2.2885
2.5	3.8114	3.7865	3.7552	3.7205	3.6820	3.6394	3.5926	3.5411	3.4849	3.4236
2.6	3.9045	3.8791	3.8508	3.8192	3.7843	3.7453	3.7031	3.6564	3.6051	3.5492
2.7	3.9886	3.9656	3.9398	3.9111	3.8794	3.8443	3.8057	3.7632	3.7167	3.6657
2.8	4.0673	4.0463	4.0228	3.9968	3.9679	3.9360	3.9010	3.8624	3.8201	3.7737
2.9	4.1410	4.1218	4.1004	4.0767	4.0504	4.0214	3.9895	3.9545	3.9160	3.8739
3.0	4.2102	4.1926	4.1731	4.1514	4.1274	4.1010	4.0720	4.0401	4.0051	3.9669
3.1	4.2751	4.2590	4.2411	4.2213	4.1994	4.1753	4.1489	4.1198	4.0880	4.0532
3.2	4.3363	4.3215	4.3051	4.2869	4.2669	4.2449	4.2207	4.1942	4.1652	4.1335
3.3	4.3939	4.3803	4.3652	4.3486	4.3302	4.3100	4.2879	4.2637	4.2372	4.2083
3.4	4.4483	4.4358	4.4219	4.4066	4.3897	4.3712	4.3509	4.3287	4.3045	4.2781
3.5	4.4997	4.4882	4.4754	4.4612	4.4457	4.4287	4.4101	4.3897	4.3675	4.3433
3.6	4.5484	4.5377	4.5259	4.5129	4.4985	4.4828	4.4657	4.4470	4.4266	4.4044
3.7	4.5945	4.5846	4.5737	4.5616	4.5484	4.5339	4.5181	4.5009	4.4822	4.4618
3.8	4.6383	4.6291	4.6190	4.6078	4.5956	4.5822	4.5676	4.5517	4.5344	4.5157
3.9	4.6799	4.6714	4.6620	4.6516	4.6403	4.6279	4.6143	4.5997	4.5837	4.5664
4.0	4.7195	4.7115	4.7028	4.6932	4.6826	4.6711	4.6586	4.6450	4.6302	4.6143

附录 7　各元素的 KX 射线能量、相对强度和荧光产额

Z	El	$K\alpha_2$	$K\alpha_1$	$K'_{\beta1}$	$K'_{\beta2}$	ω_K
3	Li	0.0543				
4	Be	0.108				
5	B	0.183				
6	C	0.277				
7	N	0.392				
8	O	0.525				
9	F	0.677				
10	Ne	0.8486				
11	Na	1.0410				
12	Mg	1.25360		1.302		
		(150)		1.9		
13	Al	1.48627	1.48670	1.5574		0.0357
		(150)		2.8		
14	Si	1.73938	1.73998	1.8359		0.0470
		(150)		4.0		
15	P	2.0127	2.0137	2.139		0.0604
		(155)		5.9		
16	S	2.30664	2.30784	2.464		0.0761
		(150)		8.8		
17	Cl	2.6208	2.6224	2.816		0.0942
		(150)		12.0		
18	Ar	2.95563	2.95770	3.191		0.115
		(150)		15.8		
19	K	3.3111	3.3138	3.590		0.138
		(150)		17.9		
20	Ca	3.68809	3.69168	4.013		0.163
		50.2	(100)	19.2		
21	Sc	4.0861	4.0906	4.46		0.190
		50.3	(100)	19.7		
22	Ti	4.50486	4.51084	4.93		0.219
		50.3	(100)	20.1		
23	Va	4.94464	4.95220	5.43		0.250
		50.3	(100)	20.2		
24	Cr	5.40551	5.41472	5.95		0.282
		50.4	(100)	20.3		
25	Mn	5.88765	5.89875	6.49		0.314
		50.5	(100)	20.3		
26	Fe	6.39084	6.40384	7.06		0.347
		50.6	(100)	20.3		
27	Co	6.91530	6.93032	7.65		0.381
		50.7	(100)	20.3		

续表

Z	El	$K\alpha_2$	$K\alpha_1$	K'_{β_1}	K'_{β_2}	ω_K
28	Ni	7.46089	7.47815	8.26		0.414
		50.8	(100)	20.4		
29	Cu	8.02783	8.04778	8.91		0.445
		50.9	(100)	20.6		
30	Zn	8.61578	8.63886	9.57	9.66	0.479
		51.0	(100)	20.8		
31	Ga	9.2248	9.2577	10.26	10.37	0.510
		51.1	(100)	21.5		
32	Ge	9.8553	9.8864	10.98	11.10	0.540
		51.3	(100)	22.2		
33	As	10.5080	10.5437	11.72	12.65	0.567
		51.4	(100)	23.0		
34	Se	11.1814	11.2224	12.49	13.47	0.596
		51.5	(100)	23.8		
35	Br	11.8776	11.9242	13.29	13.47	0.622
		51.6	(100)	24.0		
36	Kr	12.598	12.649	14.11	14.32	0.646
		51.7	(100)	24.2	1.9	
37	Rb	13.3358	13.3953	14.96	15.19	0.669
		51.9	(100)	24.3	2.5	
38	Sr	14.0979	14.1650	15.83	16.08	0.691
		52.0	(100)	24.4	3.0	
39	Y	14.8829	14.9584	16.73	17.02	0.711
		52.1	(100)	24.8	3.4	
40	Zr	15.6909	15.7751	17.66	17.97	0.730
		52.3	(100)	25.2	3.7	
41	Nb	16.5210	16.6151	18.62	18.95	0.748
		52.4	(100)	25.6	3.9	
42	Mo	17.3743	17.47934	19.60	19.97	0.764
		52.5	(100)	25.9	4.1	
43	Tc	18.251	18.367	20.61	21.01	0.779
		52.6	(100)	26.3	4.3	
44	Ru	19.1504	19.2792	21.65	22.07	0.793
		52.7	(100)	26.7	4.5	
45	Rh	20.0737	20.2161	22.72	23.17	0.807
		52.8	(100)	27.0	4.6	
46	Pd	21.0201	21.1771	23.81	24.30	0.819
		52.9	(100)	27.3	4.8	
47	Ag	21.9903	22.16292	24.93	25.46	0.830
		53.0	(100)	27.3	5.0	
48	Cd	22.9841	23.1736	26.09	26.64	0.840
		53.2	(100)	27.3	5.3	

续表

Z	El	$K\alpha_2$	$K\alpha_1$	$K'_{\beta1}$	$K'_{\beta2}$	ω_K
49	In	24.0020	24.2097	27.27	27.86	0.850
		53.3	(100)	27.8	5.4	
50	Sn	25.0440	25.2713	28.48	29.11	0.859
		53.4	(100)	28.2	5.5	
51	Sb	26.1108	26.3591	29.7	30.4	0.867
		53.6	(100)	28.5	5.6	
52	Te	27.2017	27.4723	31.0	31.7	0.875
		53.7	(100)	28.8	5.8	
53	I	28.3172	28.6120	32.3	33.0	0.882
		53.8	(100)	29.0	6.1	
54	Xe	29.458	29.779	33.6	34.4	0.889
		53.9	(100)	29.3	6.4	
55	Cs	30.6251	30.9728	35.0	35.8	0.895
		54.1	(100)	29.5	6.7	
56	Ba	31.8171	32.1936	36.4	37.3	0.901
		54.3	(100)	29.6	7.0	
57	La	33.0341	33.4418	37.8	38.7	0.906
		54.4	(100)	29.7	7.3	
58	Ce	34.2789	34.7197	39.2	40.2	0.911
		54.6	(100)	29.8	7.6	
59	Pr	35.5502	36.0263	40.7	41.8	0.915
		54.8	(100)	29.9	7.9	
60	Nd	36.8474	37.3610	42.2	43.3	0.920
		54.9	(100)	30.0	8.3	
61	Pm	38.1712	38.7247	43.8	44.9	0.924
		55.1	(100)	30.1	8.4	
62	Sm	39.5224	40.1181	45.4	46.6	0.928
		55.2	(100)	30.2	8.6	
63	Eu	40.9019	41.5422	47.0	48.3	0.931
		55.4	(100)	30.5	8.7	
64	Gd	42.3089	42.9962	48.7	50.0	0.934
		55.6	(100)	30.8	8.9	
65	Tb	43.7441	44.4816	50.3	51.7	0.937
		55.8	(100)	31.0	8.9	
66	Dy	45.2078	45.9984	52.1	53.5	0.940
		56.0	(100)	31.2	8.9	
67	Ho	46.6997	47.5467	53.8	55.3	0.943
		56.2	(100)	31.5	8.8	
68	Er	48.2211	49.1277	55.6	57.2	0.945
		56.4	(100)	31.9	8.8	
69	Tm	49.7726	50.7416	57.5	59.1	0.948
		56.6	(100)	32.3	8.7	

续表

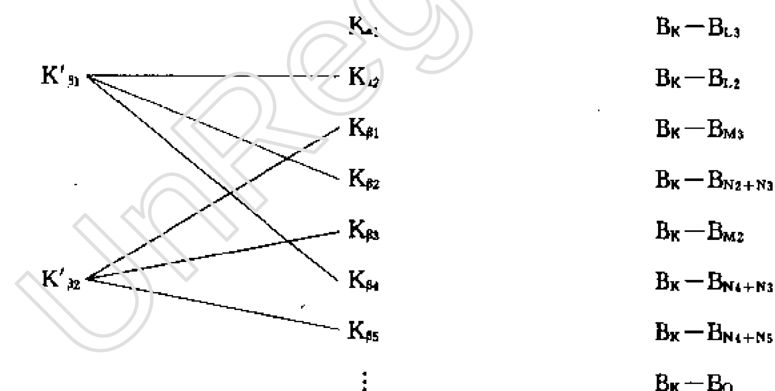
Z	El	$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$		$K'_{\beta 1}$	$K'_{\beta 2}$	ω_K
70	Yb	51.3540	52.3889		59.3	61.0	0.950
		56.7	(100)		32.7	8.7	
71	Lu	52.9650	54.0698		61.2	63.0	0.952
		57.0	(100)		33.1	8.6	
72	Hf	54.611	55.790		63.2	65.0	0.954
		57.2	(100)		33.5	8.5	
73	Ta	56.277	57.532		65.2	67.0	0.956
		57.4	(100)		33.7	8.5	
74	W	57.9817	59.3182		67.2	69.1	0.957
		57.6	(100)		33.8	8.6	
75	Re	59.7179	61.140		69.2	71.2	0.959
		57.8	(100)		34.1	8.6	
76	Os	61.487	63.000		71.3	73.4	0.961
		58.0	(100)		34.4	8.7	
77	Ir	63.287	64.896		73.5	75.6	0.962
		58.1	(100)		34.4	8.9	
78	Pt	65.122	66.832		75.7	77.9	0.963
		58.3	(100)		34.4	9.1	
79	Au	66.989	68.804		77.9	80.2	0.964
		58.6	(100)		34.5	9.4	
80	Hg	68.895	70.819		80.2	82.5	0.966
		58.8	(100)		34.5	9.6	
81	Ti	70.832	72.872		82.5	84.9	0.967
		59.0	(100)		34.6	9.9	
82	Pb	72.804	74.969	84.450	84.936	87.3	0.968
		59.3	(100)	11.6	22.2	10.2	
83	Bi	74.815	77.108	86.834	87.343	89.8	0.969
		59.5	(100)	11.6	22.1	10.5	
84	Po	76.862	79.290	89.25	89.80	92.4	0.970
		59.7	(100)	11.6	22.1	10.8	
85	At	78.95	81.52	91.72	92.30	95.0	0.971
		60.0	(100)	11.6	22.1	11.0	
86	Rn	81.07	83.78	94.24	94.87	97.6	0.972
		60.2	(100)	11.6	22.2	11.3	
87	Fr	83.23	86.10	96.81	97.47	100.3	0.972
		60.5	(100)	11.6	22.1	11.5	
88	Ra	85.43	88.47	99.43	100.13	103.0	0.973
		60.8	(100)	11.6	22.1	11.7	
89	Ac	87.67	90.884	102.10	102.85	105.8	0.974
		61.1	(100)	11.6	22.1	11.9	
90	Th	89.953	93.350	104.831	105.61	108.6	0.975
		61.3	(100)	11.6	22.1	12.0	

续表

Z	El	$K_{\alpha2}$	$K_{\alpha1}$	$K'_{\beta3}$	$K'_{\beta1}$	$K'_{\beta2}$	ω_K
91	Pa	92.29	95.868	107.60	108.43	111.5	0.975
		61.6	(100)	11.6	22.0	12.1	
92	U	94.665	98.439	110.406	111.300	114.5	0.976
		61.9	(100)	11.6	22.0	12.3	
93	Np	97.08	101.07	113.31	114.24	117.5	0.977
		62.2	(100)	11.6	22.1	12.4	
94	Pu	99.55	103.76	116.27	117.26	120.5	0.977
		62.5	(100)	11.7	22.2	12.5	
95	Am	102.08	106.52	119.32	120.36	123.8	0.978
		62.8	(100)	11.7	22.2	12.7	
96	Cm	104.44	109.29	122.32	123.42	127.0	0.978
		63.2	(100)	11.8	22.3	12.8	
97	Bk	107.21	112.14	125.44	126.61	130.3	0.979
		63.7	(100)	11.8	22.3	13.0	
98	Cf	110.71	116.03	129.60	130.85	134.6	0.979
		64.2	(100)	11.9	22.4	13.2	
99	Es	113.47	119.08	132.92	134.24	138.1	0.980
		64.5	(100)	11.9	22.4	13.4	
100	Fm	116.28	122.19	136.30	137.69	141.7	0.980
		64.8	(100)	12.0	22.5	13.5	

说明：

1. 表中符号表示如下：



2. 每个元素上面一行是能量，单位是 keV；下面一行是相对强度，以 $K_{\alpha1}$ 为 100。
3. ω_K 为荧光产额。
4. 资料引自 C. M. Lederer and V. S. Shirley. Table of Isotopes, seventh edition, Appendix III, Table 10, John Wiley & Sons, Inc., New York. 1978.
5. 更精确，详细的资料可见 E. Browne and R. B. Fireston, Table of Radioactive Isotopes, Appendix C, John Wiley & Sons, Inc., New Yerk, 1986.

附录 8 常用 α 放射源

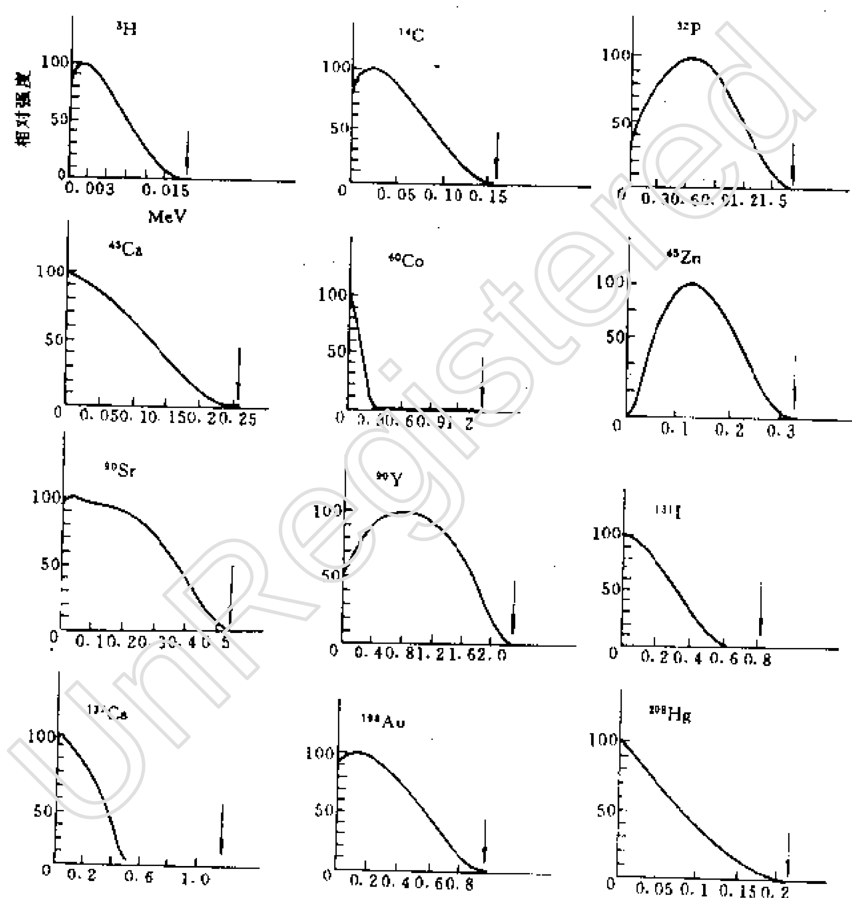
核素	$T_{1/2}$	α 粒子能量(MeV)	绝对强度(%)
^{241}Am	433a	5.486	85.2
		5.443	12.8
^{239}Pu	24100a	5.155	73
		5.143	15.1
		5.103	11.5
^{238}Pu	87.7a	5.499	72
		5.457	28
^{210}Po	138.4d	5.305	100
^{235}U	7.04×10^{8}a	4.401	57
		4.365	18
^{238}U	4.47×10^{9}a	4.196	77
		4.149	23
^{244}Cm	18.11a	5.805	76.7
		5.763	23.3

附录 9 常用 β 放射源和能谱

核 素	$T_{1/2}$	$E_{\beta max}$(MeV)	E_γ(MeV)
^{3}H	12.33a	0.018	
^{14}C	5730a	0.156	
^{32}p	14.28d	1.709	
^{45}Ca	165d	0.257	
^{60}Co	5.271a	0.318	1.17, 1.33
^{65}Zn	244.1d	0.325(β^+)	1.12
^{90}Sr	28.8a	0.546	
^{90}Y	64.1h	2.274	
^{131}I	8.04d	0.606	0.364
^{137}Cs	30.17a	0.512	0.662
^{198}Au	2.696d	0.961	0.412
^{203}Hg	46.8d	0.212	0.279
^{204}Tl	3.77a	0.763	

续表

核　素	$T_{\frac{1}{2}}$	β^+最大能量(MeV)	γ能量(MeV)
^{22}Na	2.60a	0.55(90.5%)	0.51,1.28
^{58}Co	70.8d	0.474(15%)	0.51～1.68
$^{68}Ge+^{68}Ga$	288d,68.1min	1.9(90%)	0.51,1.08
$^{44}Ti+^{44}Sc$	47.3y 3.9h	1.47(95%)	0.51,1.16 0.078,0.068



常用β源能谱

附录 10　常用低能 γ 和 X 射线源

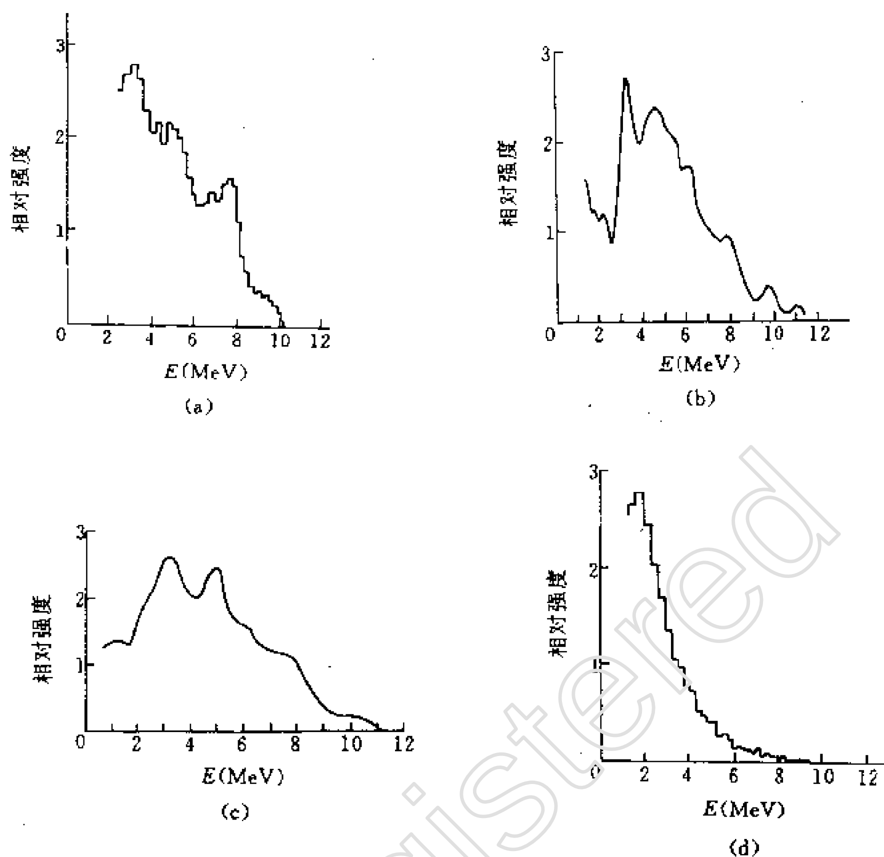
放　射　源	$T_{1/2}$	主要光子能量（keV）	绝对强度（%）	X 射线分析可测元素	一般使用源强
^{55}Fe	2.7a	MnK X5.9 6.5	28	Si-V-Rb-Ce	~20mBq
^{3}H/Zr	12.3a	轫致辐射 2~10 Zr KX 2	10^{-2}	Mg-Ca Ba-Hf	1~3Bq
^{3}H/Ti	12.3a	轫致辐射 2~10 Ti KX 4.5	10^{-2}	Mg-Se As-Te	~5Bq
^{238}Pu	87.74a	UL X11.6~21.7	13	Ti-YLa-u	~30mBq
^{109}Cd	453d	AgK X22.125.0 AgLX2.63 —3.75γ88	101 11 3.7	Cr-Ru Sm-Fm	1~3mBq
^{147}Pm/Al	2.6a	轫致辐射 10~100	0.4	Zn-Nd	0.5~1mBq
^{241}Am	433a	NpL X11.9—22.2 γ59.6	37 36	Cr-Tm	1~10mBq
^{153}Gd	241.6d	EuK X42 γ103,97	110 20,30	Ru-Ce Tm-Fr	1~10mBq
^{57}Co	271d	Fe K X 6.4 γ136.3,121,14.4	48 11,85,8	Tm-Cf	~0.5Bq
^{244}Cm	18.11a	PuL X12~23	38	V-Se Ba-Pt	~30mBq

注　1Ci=3.7×10^{10}Bq

附录 11　常用(α,n)中子源及其特性

名　　称	$T_{1/2}$	中子平均能量(MeV)	中子产额(10^{6}/s・B%α)	10^{6} 中子的 γ 射线强度(mR/h・m)
^{210}Pb—Be	22a	4.5~5.0	2.3—2.5	9
^{210}Po—Be	138.4d	4.2	2.3—3.0	0.04
^{226}Ra—Be	1600a	3.9~4.7	~13	60
^{227}Ac—Be	21.8a	4.0~4.7	~15	8
^{228}Th—Be	1.913a		~20	30
^{238}Pu—Be	88a	5.0	~2.2	<0.5
^{239}Pu—Be	24100a	4.5~5.0	1.5—2.7	1.7
^{241}Am—Be	433a	5.0	~2.2	<1
^{242}Cm—Be	163d		~2.5	1
^{244}Cm—Be	18.1a		6.0	<1

附录 12　同位素中子源能谱



同位素中子源能谱

(a) ^{241}Am－Be　　(b)^{226}Ra－Be

(c)^{210}Po－Be　　(d)^{252}Cf

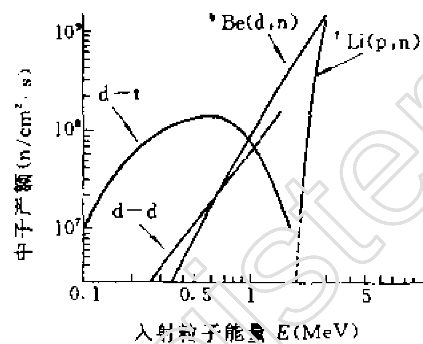
附录 13　^{252}Cf 的主要特性

衰变方式	α 衰变	96.9%
	自发裂变	3.1%
半衰期		2.646±0.004a
	α 衰变半衰期	2.731±0.007a
	自发裂变半衰期	85.5±0.5a
自发裂变中子产额		2.31×10^{12}n/s·g
每次自发裂变放出的平均中子数 $\bar{\nu}$		3.76
平均中子能量		2.348MeV
平均 α 能量		6.117MeV
γ 射线发射率		1.3×10^{13}/s·g
在空气中 1m 距离处的剂量率	中子	22Sv/h·g
	γ	1.6Gy/h·g

附录 14 常用产生中子的核反应

核 反 应	Q 值(MeV)	加 速 器
$^{9}Be(\gamma,n)^{8}Be$	−1.63	感应，电子直线，
$^{7}Li(p,n)^{7}Be$	−0.647，−2.080	静 电
$^{3}T(p,n)^{3}He$	−0.7637±0.0010	静 电
$^{12}C(d,n)^{13}N$	−0.26，−2.7，…	回 旋
$^{2}D(d,n)^{3}He$	3.265±0.018	倍加，静电，回旋
$^{9}Be(d,n)^{10}B$	4.31，3.60，2.17，…	回旋，静电
$^{7}Li(d,n)^{8}Be$	15.03，15.15，…	回旋，静电
$^{3}T(d,n)^{4}He$	17.6	回旋，静电，倍加

附录 15 几种核反应产生的中子产额



几种核反应产生的中子产额

附录 16 X(射线)标准源的能量和发射概率

核素	跃迁	能量(keV)	发射概率
24−Cr−051	VKα	4.95	0.201(3)
24−Cr−051	VKβ	5.43	0.027(1)
24−Cr−051	VKx	4.95～5.43	0.228(3)
25−Mn−054	CrKα	5.41	0.226(7)
25−Mn−054	CrKβ	5.95	0.030(1)
25−Mn−054	CrKx	5.41～5.95	0.256(8)
26−Fe−055	MnKα	5.89	0.249(9)
26−Fe−055	MnKβ	6.49	0.034(1)
26−Fe−055	MnKx	5.89～6.49	0.283(10)
27−Co−057	FeKα	6.40	0.510(7)
27−Co−057	FeKβ	7.06	0.069(1)
27−Co−057	FeKx	6.40～7.06	0.579(8)
27−Co−058	FeKα	6.40	0.235(3)
27−Co−058	FeKβ	7.06	0.032(1)

续表

核素	跃迁	能量(keV)	发射概率
27—Co—058	FeKx	6.40~7.06	0.267(3)
30—Zn—065	CuKα	8.03~8.05	0.341(6)
30—Zn—065	CuKβ	8.91	0.046(1)
30—Zn—065	CuKx	8.03~8.91	0.387(6)
34—Se—075	AsKα	10.51~10.54	0.493(11)
34—Se—075	AsKβ	11.72~11.95	0.075(2)
34—Se—075	AsKx	10.51~11.95	0.568(13)
38—Sr—085	RbKα	13.34—13.40	0.500(3)
38—Sr—085	RbKβ	14.96~15.29	0.087(2)
38—Sr—085	RbKx	13.34~15.29	0.587(4)
39—Y—088	SrKα	14.10~14.17	0.522(6)
39—Y—088	SrKβ	15.83~16.19	0.094(2)
39—Y—088	SrKx	14.10~16.19	0.616(7)
41—Nb—093m	NbKα	16.52~16.62	0.0925(30)
41—Nb—093m	NbKβ	18.62~19.07	0.0179(7)
41—Nb—093m	NbKx	16.52~19.07	0.1104(35)
48—Cd—109	AgKα	21.99~22.16	0.821(9)
48—Cd—109	AgKβ	24.93~25.60	0.173(3)
48—Cd—109	AgKx	21.99~25.60	0.994(10)
49—In—111	CdKα	22.98~23.17	0.684(5)
49—In—111	CdKβ	26.09~26.80	0.146(3)
49—In—111	CdKx	22.98~26.80	0.830(5)
50—Sn—113	InKα	24.00~24.21	0.796(6)
50—Sn—113	InKβ	27.27~28.02	0.172(3)
50—Sn—113	InKx	24.00~28.02	0.968(6)
53—I—125	TeKα	27.20~27.47	1.135(21)
53—I—125	TeKβ	30.98~31.88	0.255(6)
53—I—125	TeKx	27.20~31.88	1.390(25)
55—Cs—137	BaKα	31.82~32.19	0.0566(16)
55—Cs—137	BaKβ	36.36~37.45	0.0134(5)
55—Cs—137	BaKx	31.82~37.45	0.0700(20)
56—Ba—133	CsKα	30.63~30.97	0.980(14)
56—Ba—133	CsKβ	34.97~36.01	0.230(5)
56—Ba—133	CsKx	30.63~36.01	1.210(16)
58—Ce—139	LaKα	33.03~33.44	0.643(18)
58—Ce—139	LaKβ	37.78~38.93	0.154(5)
58—Ce—139	LaKx	33.03~38.93	0.797(22)
63—Eu—152	SmKα	39.52~40.12	0.591(12)
63—Eu—152	GdKα	42.31~43.00	0.00648(22)
63—Eu—152	SmKβ	45.38~46.82	0.149(3)
63—Eu—152	GdKβ	48.65~50.21	0.00176(18)
63—Eu—152	SmKx	39.52~46.82	0.740(12)

续表

核素	跃迁	能量(keV)	发射概率
63—Eu—152	GdKx	42.31～50.21	0.00824(28)
63—Eu—152	(Sm+Gd)Kx	39.52～50.21	0.748(12)
63—Eu—154	GdKα	42.31～43.00	0.205(6)
63—Eu—154	GdKβ	48.65～50.21	0.051(2)
63—Eu—154	GdKx	42.31～50.21	0.256(6)
79—Au—198	HgKα	68.89～70.82	0.0219(8)
79—Au—198	HgKβ	80.12～82.78	0.0061(3)
79—Au—198	HgKx	68.89～82.78	0.0280(10)
80—Hg—203	TlLx	8.95～14.40	0.060(12)
80—Hg—203	TlKα2	70.83	0.038(2)
80—Hg—203	TlKα1	72.87	0.064(2)
80—Hg—203	TlKβ′1	82.43	0.022(1)
80—Hg—203	TlKβ′2	85.19	0.0063(3)
80—Hg—203	TlKx	70.83～85.19	0.130(4)
83—Bi—207	PbLx	9.19～14.91	0.325(13)
83—Bi—207	PbKα2	72.80	0.226(12)
83—Bi—207	PbKα1	74.97	0.382(20)
83—Bi—207	PbKβ′1	84.79	0.130(10)
83—Bi—207	PbKβ′2	87.63	0.039(3)
83—Bi—207	PbKx	72.80～87.63	0.777(26)
95—Am—241	NpLl	11.871	0.0085(3)
95—Am—241	NpLα	13.927	0.132(4)
95—Am—241	NpLβη	17.611	0.194(6)
95—Am—241	NpLγ	20.997	0.049(2)

附录 17　常用γ标准源的能量和发射概率

核素	能量(keV)	发射概率
11—Na—022	1274.542(7)	0.99935(15)
11—Na—024	1368.633(6)	0.999936(15)
11—Na—024	2754.030(14)	0.99855(5)
21—Sc—046	889.277(3)	0.999844(16)
21—Sc—046	1120.545(4)	0.999874(11)
24—Cr—051	320.0842(9)	0.0986(5)
25—Mn—054	834.843(6)	0.999758(24)
27—Co—056	846.764(6)	0.99933(7)
27—Co—056	1037.844(4)	0.1413(5)
27—Co—056	1175.099(8)	0.02239(11)
27—Co—056	1238.287(6)	0.6607(19)
27—Co—056	1360.206(6)	0.04256(15)
27—Co—056	1771.350(15)	0.1549(5)

续表

核素	能量(keV)	发射概率
27—Co—056	2015.179(11)	0.03029(13)
27—Co—056	2034.759(11)	0.07771(27)
27—Co—056	2598.460(10)	0.1696(6)
27—Co—056	3201.954(14)	0.0313(9)
27—Co—056	3253.417(14)	0.0762(24)
27—Co—056	3272.998(14)	0.0178(6)
27—Co—056	3451.154(13)	0.0093(4)
27—Co—056	3548.27(10)	0.00178(9)
27—Co—057	14.4127(4)	0.0916(15)
27—Co—057	122.0614(3)	0.8560(17)
27—Co—057	136.4743(5)	0.1068(8)
27—Co—058	810.775(9)	0.9945(1)
27—Co—060	1173.238(4)	0.99857(22)
27—Co—060	1332.502(5)	0.99983(6)
30—Zn—065	1115.546(4)	0.5060(24)
34—Se—075	96.7344(10)	0.0341(4)
34—Se—075	121.1171(14)	0.171(1)
34—Se—075	136.0008(6)	0.588(3)
34—Se—075	264.6580(17)	0.590(2)
34—Se—075	279.5431(22)	0.250(1)
34—Se—075	400.6593(13)	0.115(1)
38—Sr—085	514.0076(22)	0.984(4)
39—Y—088	898.042(4)	0.940(3)
39—Y—088	1836.063(13)	0.9936(3)
41—Nb—094	702.645(6)	0.9979(5)
41—Nb—094	871.119(4)	0.9986(5)
41—Nb—095	765.807(6)	0.9981(3)
48—Cd—109	88.0341(11)	0.0363(2)
49—In—111	171.28(3)	0.9078(10)
49—In—111	245.35(4)	0.9416(6)
50—Sn—113	391.702(4)	0.6489(13)
51—Sb—125	176.313(1)	0.0685(7)
51—Sb—125	380.452(8)	0.01518(16)
51—Sb—125	427.875(6)	0.297(3)
51—Sb—125	463.365(5)	0.1048(11)
51—Sb—125	600.600(4)	0.1773(18)
51—Sb—125	606.718(3)	0.0500(5)
51—Sb—125	635.954(5)	0.1121(12)
53—I—125	35.4919(5)	0.0658(8)
55—Cs—134	475.364(3)	0.0149(2)
55—Cs—134	563.240(4)	0.0836(3)
55—Cs—134	569.328(3)	0.1539(6)

续表

核素	能量(keV)	发射概率
55—Cs—134	604.720(3)	0.9763(6)
55—Cs—134	795.859(5)	0.854(3)
55—Cs—134	801.948(5)	0.0869(3)
55—Cs—134	1038.610(7)	0.00990(5)
55—Cs—134	1167.968(5)	0.01792(7)
55—Cs—134	1365.185(7)	0.03016(11)
55—Cs—137	661.660(3)	0.851(2)
56—Ba—133	80.998(5)	0.3411(28)
56—Ba—133	276.398(1)	0.07147(30)
56—Ba—133	302.853(1)	0.1830(6)
56—Ba—133	356.017(2)	0.6194(14)
56—Ba—133	383.851(3)	0.08905(29)
58—Ce—139	165.857(6)	0.7987(6)
63—Eu—152	121.7824(4)	0.2837(13)
63—Eu—152	244.6989(10)	0.0753(4)
63—Eu—152	344.2811(19)	0.2657(11)
63—Eu—152	411.126(3)	0.02238(10)
63—Eu—152	443.965(4)	0.03125(14)
63—Eu—152	778.903(6)	0.1297(6)
63—Eu—152	867.390(6)	0.04214(25)
63—Eu—152	964.055(4)	0.1463(6)
63—Eu—152	1085.842(4)	0.1013(5)
63—Eu—152	1089.767(14)	0.01731(9)
63—Eu—152	1112.087(6)	0.1354(6)
63—Eu—152	1212.970(13)	0.01412(8)
63—Eu—152	1299.152(9)	0.01626(11)
63—Eu—152	1408.022(4)	0.2085(9)
63—Eu—154	123.071(1)	0.412(5)
63—Eu—154	247.930(1)	0.0695(9)
63—Eu—154	591.762(5)	0.0499(6)
63—Eu—154	692.425(4)	0.0180(3)
63—Eu—154	723.305(5)	0.202(2)
63—Eu—154	756.804(5)	0.0458(6)
63—Eu—154	873.190(5)	0.1224(15)
63—Eu—154	996.262(6)	0.1048(13)
63—Eu—154	1004.725(7)	0.182(2)
63—Eu—154	1274.436(6)	0.350(4)
63—Eu—154	1494.048(9)	0.0071(2)
63—Eu—154	1596.495(18)	0.0181(2)
79—Au—198	411.8044(11)	0.9557(47)
80—Hg—203	279.1967(12)	0.8148(8)
83—Bi—207	569.702(2)	0.9774(3)

续表

核素	能量(keV)	发射概率
83—Bi—207	1063.662(4)	0.745(2)
83—Bi—207	1770.237(9)	0.0687(4)
90—Th—228	84.373(3)	0.0122(2)
90—Th—228 *	238.632(2)	0.435(4)
90—Th—228 *	240.987(6)	0.0410(5)
90—Th—228 *	277.358(10)	0.0230(3)
90—Th—228 *	300.094(10)	0.0325(3)
90—Th—228 *	510.77(10) †	0.0818(10)
90—Th—228 *	583.191(2)	0.306(2)
90—Th—228 *	727.330(9)	0.0669(9)
90—Th—228 *	860.564(5)	0.0450(4)
90—Th—228 *	1620.735(10)	0.0149(5)
90—Th—228 *	2614.533(13)	0.3586(6)
93—Np—239	106.123(2)	0.267(4)
93—Np—239	228.183(1)	0.1112(15)
93—Np—239	277.599(2)	0.1431(20)
95—Am—241	26.345(1)	0.024(1)
95—Am—241	59.537(1)	0.360(4)
95—Am—243	43.53(1)	0.0594(11)
95—Am—243	74.66(1)	0.674(10)

* 指母子体平衡

† 与 511.003 keV 湮没辐射邻近

资料取自 *IAEA—TECDOC*—619,1991